

第5章

半导体光子探测器

光子的概念由爱因斯坦最先提出,光子是传递电磁相互作用的基本粒子、一种规范玻色子。光子仅能传递量子化的能量,是光的最小能量粒子,其能量为 $1 \times 10^{-19} \text{J}$ 量级,即若干电子伏(eV)。例如 1550nm 近红外光,单光子能量为 $1.28 \times 10^{-19} \text{J}$ (约 0.8eV)。对可见光而言,单个光子携带的能量约为 $4 \times 10^{-19} \text{J}$,这样大小的能量足以激发起眼睛上感光细胞的一个分子从而引起视觉响应。一根蜡烛 1s 可以释放出超过 100 亿个光子, $1 \times 10^5 \text{km}$ 外的蜡烛发出的光,单光子探测器都能看到。由于光子携带能量,光束得以将能量从光源传播到其所到达的位置。一束光包含大量的光子集合,例如,1W 的可见光源,每秒发射的光子总量是 10^{18} 量级。

与光强传感器不同,光子探测器感知的不是光束的大容量的能量积分,而是对能量极其微弱的光子进行探测。现代光子探测传感器件可以大致分为两类,即以半导体材料为基础的光子探测器和以超导材料为基础的超导光子探测器。本章介绍的半导体光子探测器包括微通道板、电子倍增 CCD 和雪崩光电二极管(APD),三者的原理、结构、工艺、材料、电路方面都有所不同。不过,其核心思想是相通的,都是采取强电场加速电子运动、高速碰撞激发二次电子、引发连锁倍增响应,在半导体器件内部完成电子放大,实现对光子的探测。

5.1 半导体光子探测基础知识

5.1.1 光子的基本概念

在普朗克的黑体辐射量子理论的基础上,爱因斯坦提出了光的粒子性。他指出,辐射的量在空间的分布是不连续的,而且辐射的动量也是量子化的。由此,他提出了关于光子的两个假说:

(1) 光能或辐射能有一最小单位,即光量子或光子。

光子是一种单模的量子,具有单一波长、方向和偏振。光子是静止质量为零、有一定能量的粒子。把光看作光子流,一个光子的能量 E_p 与一定频率 ν 相对应,即

$$E_p = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (5-1)$$

式中: h 为普朗克常数, $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$, ν 为光的频率(Hz), $\nu = c/\lambda$, 其中 c 为光速, $c = 2.9979 \times 10^8 \text{m/s}$, λ 为光的波长。

例如,光源的波长 λ 为 500nm 单色光,则光子的能量 $E_p = 3.96 \times 10^{-19} \text{J}$ 。

光子能量的单位也可用电子伏(eV)表示, $1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{J}$,即一个电子通过 1V 电场过程中所获得的动能。结合式(5-1)可知,光子的电子伏特为

$$E_{ep} = \frac{hc}{\lambda q} \quad (5-2)$$

式中: q 为电子的电荷量, $q = 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ 。

(2) 光是由光子组成的光子流。

光(或辐射)是一束以光速传播的光子流,其功率 P 取决于单位时间内发射的光子数

或光子流量 Φ (单位时间内通过某一截面的光子数)。光流强度常用光功率 P 表示,单位为 W。单色光的光功率 P 与光子流量 Φ 的关系为

$$P = \Phi E_p \quad (5-3)$$

所以,只要能测得光子流量 Φ ,就能得到光流强度。如果每秒接收到 10^4 个光子,对应的光功率 $P = \Phi E_p = 10^4 \times 3.96 \times 10^{-19} = 3.96 \times 10^{-15}$ (W)。

例如,波长为 632.8nm、功率 1mW 的氦氖激光光源,其发射光子的流量计算如下:

$$E_p = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{6.328 \times 10^{-7}} \approx 3.14 \times 10^{-19} \text{ (J)}$$

$$\Phi = \frac{P}{E_p} = \frac{1 \times 10^{-3}}{3.14 \times 10^{-19}} = 3.18 \times 10^{15} \text{ (个光子/s)}$$

按照同样的计算条件,当光源功率下降到 10^{-15} W,光子流量减少到 300 个光子/s。

表 5-1 列出了几种光源的平均光子流量密度,从中可以大致体会出光子能量值的量级及其意义。

表 5-1 常见光源的平均光子流量密度

光源	平均光子流量密度/[个光子/(s·m ²)]
激光束(1mW、He-Ne)	10^{21}
明亮的阳光	10^{18}
室内的阳光	10^{16}
黄昏的阳光	10^{14}
月光	10^{12}
星光	10^{10}

5.1.2 泊松统计分布

光子发射是服从泊松分布的。弱光源所发射的光子是分立的,所发射的光子之间是彼此孤立的随机事件,它们在时间的分布上服从泊松概率分布。即在时间 t 内有 n 个光子到达的概率为

$$P(n, t) = \frac{(\Phi t)^n \cdot e^{-\Phi t}}{n!} \quad (5-4)$$

式中: Φ 为发射光子的平均流量(个光子/s); t 为考察的时间间隔。

泊松分布的数学特性可以用三个变量表示,即数学期望 $M(\xi)$ 、方差 $D(\xi)$ 、方差的平方根 σ 。

1. 数学期望

离散随机变量 ξ 所有可能的值 (x_1, x_2, \dots, x_n) 与对应的概率 (P_1, P_2, \dots, P_n) 之积的总和,即

$$M(\xi) = \sum_{n=1}^{\infty} x_n P_n \quad (5-5)$$

式中: x_n 为随机变量 ξ 可能的取值; P_n 为对应的概率。若级数是绝对收敛,则 $M(\xi)$ 即

称为数学期望。

可见,数学期望是根据概率分布得出的估值。虽然经常用平均值代替数学期望,但数学期望与平均值的意义并不完全相同。平均值是对事件经过若干次实验(观察)以后,对数值进行平均计算的结果。当然,两者是密切相关的:平均值当观察的次数较多时,平均值将近似于数学期望;观察次数足够大时,则可使平均值任意地接近于数学期望。

2. 方差

方差或离散度定义为随机变数 ξ 与数学期望 $M(\xi)$ 的差值平方的数学期望,即

$$D(\xi) = M(\xi - M(\xi))^2 \quad (5-6)$$

它是度量各观测值对数学期望 $M(\xi)$ 的离散度指标。

3. 方差的平方根

方差的平方根(取正值)称为标准误差,即

$$\sigma = \sqrt{D(\xi)} \quad (5-7)$$

假设光源发射光子的平均流量为 Φ (光子/秒),那么,在考察时间间隔 t 内有

$$N = \Phi t$$

$$M(\xi) = N$$

$$D(\xi) = \sigma^2 = N$$

$$\sigma = \sqrt{D(\xi)} = \sqrt{N} \quad (5-8)$$

泊松分布是一种常见的离散型概率分布,它描述和分析稀有事件(随机事件)的概率分布。泊松分布所依赖的唯一参数是 λ ,参数 λ 是单位考察量(如时间、空间、面积、体积等)内随机事件的平均发生率。如图 5-1 所示, λ 值越小,分布越偏倚,随着 λ 值的增大,分布越对称。当 $\lambda=20$ 时,泊松分布接近正态分布;当 $\lambda \geq 50$ 时,可用正态分布近似处理泊松分布。用泊松分布描述光子发射,光子数 $N(=\Phi t)$ 是泊松分布所依赖的唯一参数。光子数越小,概率分布越偏倚,随着光子数的增大,概率分布趋于对称,直至接近或完全呈现出正态分布。

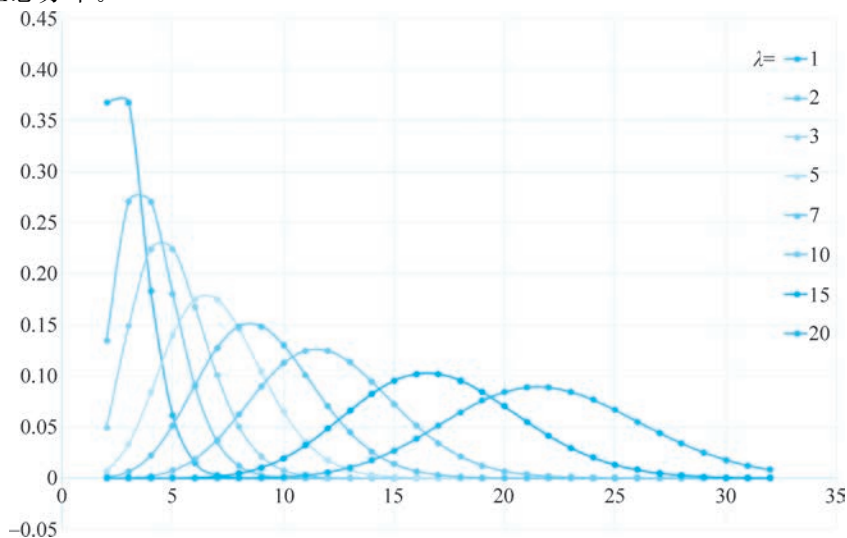


图 5-1 观察到不同光子数的泊松分布

泊松分布几乎都是统计独立性的必然结果,因此,泊松分布可以作为光子计数和光子探测的最重要的概率法则。若已知光子到达的平均流量为 $\Phi (=N/t)$,并且在时间上与上次到达的流量是相互独立的,则在固定的观测周期 t 内到达的光子数为 N 的情况其发生的概率可以用式(5-4)的泊松分布计算。

泊松分布的另一个重要特性与伯努利试验有关。伯努利试验的结果是随机的,只有“发生”或者“未发生”两种结果。如果伯努利试验在统计学上是相互独立的,并且发生的概率为 η ,这个序列称为“二项式选择”。泊松过程的二项式选择会产生一个泊松过程,选择过程的输出平均值为 M ,且 $M=\eta N$ 。

光子探测的整个物理过程可以表述为数学上的一连串二项选择过程,如果能够确保整个事件的输入是泊松过程,就能确保整个探测过程的输出也是泊松过程。多数情况下,常见光源的光子激发所产生的光子流,其特性表现为泊松分布;同时,对光子流的一个事件的探测,其探测过程的概率描述也都呈现泊松分布。

5.1.3 暗电流(暗计数)

1. 真空光子探测器件的暗电流

对于光电倍增管(PMT)输出的光电脉冲来说,每个人射光子通过光电倍增管时生成一个输出脉冲的概率原则上等于量子效率 η 。 η 值与光电倍增管阴极材料、制造工艺及入射光的波长有关,一般在 20% 以内。光电倍增管倍增极的增益分布服从泊松概率分布,其本质上也含有统计性。

考虑到光电倍增管的量子效率 η ,在时间 t 内检测 n 个光子的概率为

$$P(n, t) = \frac{(\eta\Phi t)^n e^{-\eta\Phi t}}{n!} = \frac{N^n e^{-N}}{n!} \quad (5-9)$$

式中, $N = \eta\Phi t$ 是平均光子数(即时间间隔 t 内的到达的光子数量),光子的流量是一个“平均流量”,在相同的时间间隔内不可能精确地发射相同数量的光子,光子流量的起伏是造成检测过程中出现“散粒噪声”的原因,通常称为“信号内部噪声”。这种因信号原因引起的噪声或偏差用方差表示为

$$\sigma = \sqrt{\eta\Phi t} \quad (5-10)$$

故信噪比为

$$\text{SNR} = \frac{N}{\sigma} = \sqrt{\eta\Phi t} \quad (5-11)$$

假设光电倍增管的光电阴极中没有热电子(或热离子)发射,则光电倍增管的光电阴极信号电流 I_{pk} 为

$$I_{\text{pk}} = \eta\Phi q \quad (5-12)$$

式中: q 为电子的电荷数。光电阴极信号电流的信噪比为

$$\text{SNR} = \sqrt{\eta\Phi t} = \sqrt{\frac{\eta\Phi t q}{q}} = \sqrt{\frac{I_{\text{pk}} t}{q}} \quad (5-13)$$

在时间 t 内,系统的频率范围为 Δf ,则

$$t = \frac{1}{2\Delta f} \quad (5-14)$$

结合式(5-12)、式(5-13),有

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{I_{\text{pk}}}{2q\Delta f}} = \sqrt{\frac{I_{\text{pk}}^2}{2qI_{\text{pk}}\Delta f}} = \frac{I_{\text{pk}}}{\sqrt{2qI_{\text{pk}}\Delta f}} = \frac{I_{\text{pk}}}{N_{\text{pk}}} \quad (5-15)$$

式中: N_{pk} 为光电阴极光电流的散粒噪声。

不考虑倍增极等引起的增益起伏和噪声,设光电倍增管的平均增益为 M ,则有

$$\text{SNR} = \frac{MI_{\text{pk}}}{M\sqrt{2qI_{\text{pk}}\Delta f}} = \frac{I_a}{\sqrt{2qMI_a\Delta f}} = \frac{I_a}{N_a} \quad (5-16)$$

式中: I_a 为阳极直流电流; N_a 为光电倍增管的散粒噪声; SNR 为忽略光电倍增管的热电子或热离子发射及其他倍增极噪声后的阳极电流信噪比。

由光电阴极的热发射而产生的计数称暗计数,它不仅随阴极面积的减小而减小,而且与阴极材料有关。无光子输入的情况下,温度因素导致光电阴极和倍增极也会发射热电子,这种热载流子发射的速率随光电倍增管温度的下降而减小。

倍增极的二次发射系数和光电阴极的发射都是服从泊松概率分布的。若光电阴极以暗计数率 R_a 随机发射电子,那么它将产生阴极电流的噪声,即离散度为

$$D(\xi) = \sigma_2^2 = R_a t \quad (5-17)$$

散粒噪声为

$$\sigma_1^2 = \xi R t \quad (5-18)$$

因此,总的标准偏差或均方根为

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \sqrt{\xi R t + R_a t} \quad (5-19)$$

光电阴极电流的信噪比下降为

$$\text{SNR} = \frac{\xi R t}{\sqrt{\xi R t + R_a t}} = \frac{\xi R}{\sqrt{\xi R + R_a}} \sqrt{t} \quad (5-20)$$

从式(5-19)可知,适当地增加测量时间 t ,可以提高信噪比。

2. 半导体器件的暗电流

光电探测器的空间电荷区域中的所有自由电荷载流子都被清除后,剩下的电荷要么是光激发信号的一部分,要么是热激发产生的噪声。热激发电荷载流子受电场的作用运动到空间电荷区域,最终产生的是暗电流,MOS 结构中暗电流由热激发电流和扩散电流两部分构成。激发电流在空间电荷区域产生的电荷载流子;扩散电流是由半导体本体热激发而生成的电荷载流子,它们有可能扩散到空间电荷区域边缘位置处,通过电场作用产生暗电流。

如图 5-2 所示,只有热激发产生的电荷载流子所在位置与空间电荷区域之间的距离小于扩散长度 L 时^①,才能形成扩散电流。与光电探测器的偏压 V_R 相关的空间电荷区

① 扩散长度是指非平衡载流子深入样品的平均距离,由扩散系数及载流子寿命决定。

域(宽度为 W)产生的暗电流密度为

$$j_{\text{gen}} = \frac{qn_i}{2\tau} WV_R \quad (5-21)$$

式中： τ 为电子-空穴对的产生寿命，在直接带隙半导体中，寿命 τ 的数量级是几十纳秒，在高质量的间接带隙半导体材料中，寿命可能长达几十毫秒。

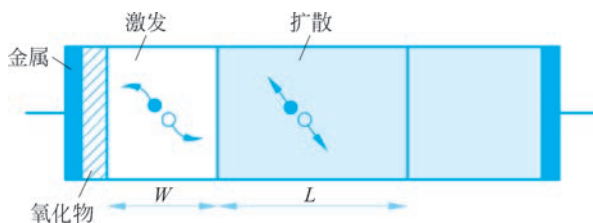


图 5-2 半导体材料中暗电流状态

掺杂浓度为 N 的半导体本体中扩散暗电流密度为

$$j_{\text{diff}} = qn_i^2 \frac{D}{NL} \quad (5-22)$$

式中： D 为扩散率，它与扩散距离 L 的关系为

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (5-23)$$

在室温下，硅材料中占主导地位的是热激发电流，随着温度的升高，扩散电流逐渐占主导地位。必须考虑热激发电流时，可以联立式(5-21)、式(5-22)，计算出暗电流密度与温度的关系：

$$j_{\text{dark}} \propto T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \omega \quad (5-24)$$

式中： E_g 为半导体材料的带隙能。在现代半导体技术条件下，室温时的暗电流密度非常小。

3. 雪崩光电二极管的暗计数

作为噪声，暗电流对于光电探测器来说是不利的，应当尽量减小。对于 APD 而言，同样会受到热激发的影响，其半导体材料内部固有的热电子发射等各种热效应自然也会产生自由载流子；只要有热效应的存在，即使在没有光照的情况下，APD 仍然存在微弱的电流输出。

1) 暗电流的来源

APD 的暗电流是由本体暗电流和表面漏电流两部分组成的。其中，表面漏电流是由表面缺陷、偏置电压、表面清洁度、表面面积等因素决定的，不受雪崩增益的影响；采用保护环结构，分流表面漏电流，可以有效地减小表面漏电流。本体暗电流来自 PN 结区热激发、隧穿效应及被材料缺陷俘获的载流子，这些载流子在高电场内被加速，通过雪崩效应而产生倍增。

(1) 热激发的本体暗电流：热激发使结区的电子从价带跃迁到导带，形成热噪声，它们服从玻耳兹曼分布，可以通过降低温度改善热噪声；随着温度降低呈指数下降，可以将单光子探测器置于低温恒温装置中来减小激发载流子的数量，但使用低温也很难消除热噪声。

APD 两端所加电压达到贯穿电压^①时,这些初级暗电流主要是耗尽区热激发载流子和隧穿电流引起的。热激发载流子引起的初级暗电流随着温度降低呈指数下降:

$$I_{DM} = A_1 \exp\left(-\frac{B_1}{T}\right) \quad (5-25)$$

式中: A_1 、 B_1 为常数。

(2) 隧穿效应的本体暗电流: 在电场较强的区域,电子在电场作用下由价带隧穿进入导带,从而形成隧穿电流。在一定温度下,当加在 APD 上的电压大于击穿电压时, InGaAs 吸收层中隧道电流强度为

$$I = \sqrt{\frac{2m^*}{E_g}} \frac{q^3 E_1 V}{4(\pi \hbar)^2} \exp\left(\frac{-\alpha \sqrt{m^*} E_g^{\frac{3}{2}}}{q \hbar E_1}\right) \quad (5-26)$$

式中: m^* 为隧穿电子的有效质量; E_g 为 InGaAs 层的带隙能; q 为单位电荷; E_1 为异质结内建电场强度; V 为在 InGaAs 中耗尽层两端的电压; \hbar 为约化普朗克常量(又称合理化普朗克常量),是角动量的最小衡量单位, $\hbar = h/2\pi = 1.05457266 \times 10^{-34}$ (J·s); α 与隧道阻挡层有关,一般设定为 1。对于给定 APD,当达到击穿电压时,其隧穿电流与 InGaAs 层两端的电压呈正比。因此,APD 中隧穿电流主要由外加电压决定。

外加电压越高,其电流越大。对性能较好的 InGaAs-APD,其暗电流小于 1nA。同时 InP 层和 InGaAs 层中的掺杂浓度也影响隧穿电流的大小,通常掺杂浓度越高,在一定条件下隧穿电流越大。

(3) 后脉冲的本体暗电流: 被材料缺陷俘获的载流子的再释放与器件材料的生长质量有关,当雪崩发生时,倍增区材料中的任何缺陷都会成为载流子的俘获中心,当大量的电荷流过 APD 时,一些载流子被这些缺陷捕获。雪崩终止后,这些被俘获的载流子便开始逐渐自行释放,如果受到电场加速,它们会再次产生雪崩,产生与前一次雪崩脉冲相关联的后脉冲现象。这也是导致暗计数的主要因素之一,在没有光子到达时会引起一次暗计数。

俘获载流子的再释放与器件材料生长质量有关。在雪崩过程中被俘获的载流子数量随着穿过 PN 结的载流子数量增加而增加,而穿过 PN 结的载流子数量又与加在 PN 结上的电压和抑制时间有关。因此,偏压越高,抑制时间越短,其后脉冲现象越明显,因而暗计数增加。

后脉冲出现的概率是温度的函数,被缺陷俘获的载流子寿命与温度有关。温度升高,载流子的寿命缩短,后脉冲导致的暗计数下降。载流子寿命与温度之间的关系为

$$\tau_d = A_2 \exp\left(\frac{B_2}{T}\right) \quad (5-27)$$

式中: A_2 、 B_2 为常数。

2) 暗计数

APD 偏置于击穿电压以上,处于盖革模式下工作时,探测到的光子就产生次雪崩电流,由后续电路对外输出一个计数脉冲。同样,由于热激发、隧穿效应及材料缺陷导致的

^① 贯穿电压(punch through voltage),数值上小于击穿电压。

暗电流的存在,计数脉冲也会出现误计数。也就是在没有光照的前提下,GM-APD 组成的电路中仍有计数脉冲输出。

这种没有光子输入时的计数脉冲是暗载流子引起雪崩产生的计数,称为暗计数。APD 器件的暗计数主要考虑本体暗电流的因素,由前述知识可知,暗计数的产生概率与单光子雪崩二极管(SPAD)工作的温度和过压密切相关,其来源主要是基于 APD 本身,并未涉及驱动电路及背景光因素。在单光子探测器中,产生暗计数的物理机制主要分为三类:一是热噪声引起的随机热噪声电流;二是隧道效应引起的隧穿电流;三是 APD 材料缺陷中心俘获载流子再释放引起的后脉冲效应。

热激发、隧穿激发以及二者的联合激发共同构成 APD 的暗计数。在温度相对较高的情况下,暗计数主要由热激发产生,随着温度降低,暗计数减小。当温度持续降低,隧穿激发引起的暗计数比例上升,此时降低温度反而会引起暗计数的增大。此外,电场很强(高过压)的情况下,暗计数主要也是由隧穿效应激发。实际应用中,为了减小暗计数,常采用制冷、抑制电路等手段。图 5-3 是实验中测量的 GM-APD 在 42s 内的暗计数输出,平均每秒暗计数输出为 3.8 个,或记作 3.8cps。

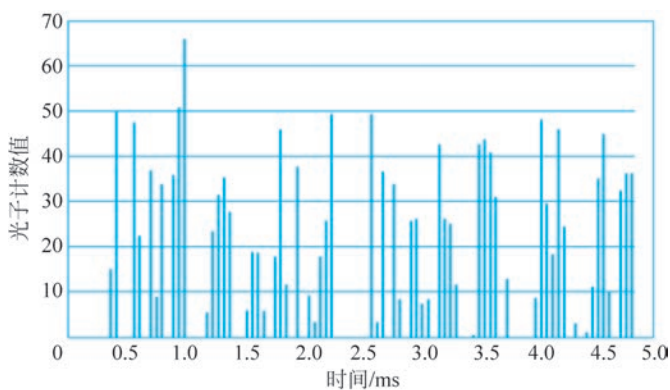


图 5-3 暗计数输出

暗计数率(DCR)是用于衡量单光子探测器系统噪声性能的一个重要参数指标,SPAD 的暗计数概率可以用探测器的暗计数率与有效工作时间的比值计算,即归一化的暗计数率。

暗计数率与探测效率比(PDE)是单光子探测器最重要的特征参数,它决定着量子密钥分发(QKD)系统的误码率。一般来说,探测效率和暗计数率都随偏置电压、温度升高而增大。

5.2 光电倍增探测器

5.2.1 光电发射

图像增强器和光电倍增管都是以光电阴极为基础的,其功能是将入射光子转换成电子。当光照射光电阴极材料时,若入射的光子的波长小于截止波长,一部分光子就被吸

收,吸收的比例取决于光电阴极材料的厚度和光学特性。光电阴极材料截止波长 λ_{co} 为

$$\lambda_{\text{co}} = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g} (\mu\text{m}) \quad (5-28)$$

截止波长又称为长波阈值或红阈波长。

材料中的电子与入射光相互作用,形成光生电子并逸出材料表面,这种现象称光电发射效应,又称外光电效应。1887年,赫兹发现了外光电效应,关于此效应的两个定律也在随后被相继提出。

1. 爱因斯坦定律

光电子的最大动能 E_m 与入射光的频率 ν 成正比,而与入射光的强度无关,即

$$E_m = h\nu - \varphi = h\nu - h\nu_{\text{co}} \quad (5-29)$$

式中: E_m 为光电子的最大动能; φ 为光电逸出功,是一个与材料有关的常数,数值上与材料的带隙能 E_g 相等; h 为普朗克常数; ν 为入射光的频率; ν_{co} 为材料产生光电发射的极限频率,与截止波长 λ_{co} 相对应。

在 $T=0\text{K}$ 时,若光子能量 $h\nu > \varphi$,即 $\nu > \nu_{\text{co}}$,则光电子最大动能随光子能量增加而线性增加;若光子能量 $h\nu < \varphi$,即 $\nu < \nu_{\text{co}}$ 时,则不论光照度多大、曝光时间多长,都不会有光电子产生。在常温下,光谱响应在截止波长 λ_{co} 附近有拖尾,但基本上认为满足爱因斯坦公式。

2. 斯托列托夫定律

当入射光的频率或频谱成分不变时,饱和光电流(单位时间内发射的光电子数目)与入射光的强度成正比,即

$$I = q\eta \frac{P}{h\nu} = q\eta \frac{P\lambda}{hc} \quad (5-30)$$

式中: I 为饱和光电流; q 为电子的电荷数; η 为光电激发出电子的量子效率; P 为入射到材料的辐射功率。

5.2.2 半导体的光电发射

按照材料的组成,光电发射材料分为金属和半导体两大类。其中,半导体材料光电发射的量子效率远高于金属,散射小于金属,从而运动的能量损失小、逸出深度大,而且探测响应宽。

半导体光电发射的物理过程归纳为吸收、运动、逸出三步。

1. 吸收光子能量

价带上的电子、杂质能级上的电子、自由电子吸收入射光子的能量而跃迁到高能态(导带)上,分别称为本征吸收、杂质吸收和自由载流子吸收,相应光电子发射体称为本征发射体、杂质发射体、自由载流子发射体。本征发射体的线吸收系数达 10^5cm^{-1} 、量子效率达 $10\% \sim 30\%$ 。后面介绍的铯铯阴极、铯钾钠铯阴极、负电子亲和势(NEA)光电阴极都属于本征发射体。由于杂质浓度一般不超过 1% ,因此杂质发射的量子效率较低(约为 1%)。有人认为 Ag-O-Cs 阴极属于这一类。

2. 向表面运动

激发生成的电子在向材料表面运动,这一过程中散射的原因会损失掉一部分能量。对于非简并半导体^①,光电子能量损失的主要原因是晶格散射、光电子与价键中电子的碰撞,这种碰撞电离产生了二次电子-空穴对。

以硅为例,当被激的发光电子与晶格发生散射时,相互交换声子,每散射一次,平均损失能量为 0.06eV,相应平均自由程^② $l=60\text{\AA}$ 。如损失 1eV,则有

散射次数: $N_c=1/0.06=17(\text{次})$

光电子所扩散的距离: $l=17\times 60=1000(\text{\AA})$

逸出深度: $d_{\text{esc}}=l\sqrt{N_c/3}=142.3(\text{\AA})$

半导体中的光电子能量一般在导带以上几电子伏,散射的能量损耗很小。因此,在以晶格散射为主的半导体中,光电子逸出深度就比较大,在几百埃的数量级。半导体的本征吸收系数 α 很大($3\times 10^5\sim 10^6\text{cm}^{-1}$),光电子只能在距表面 $100\sim 300\text{\AA}$ 的深度内产生,而这个深度在半导体的光电子逸出深度内。在这个距离内,随着 α 的增大,浅层的光电子数增加,发射效率也因此提高。若 $\alpha>10^6\text{cm}$,所产生的光电子几乎全部都能以足够的能量到达表面。

当光电子与价带上的电子发生碰撞电离时,便产生二次电子-空穴对,它将损耗较多的能量。引起碰撞电离所需的能量一般为带隙 E_g 的 2~3 倍,因此作为一个良好的光电发射体,应适当选择 E_g ,以避免二次电子-空穴对的产生。

3. 逸出材料表面

到达表面的光电子克服表面电子亲和势而逸出,能否逸出取决于它的能量是否大于表面势。对于大多数情况(非简并半导体),能够吸收光能量而跃迁至导带的电子,其能级主要集中在价带顶附近。

半导体受光照后能量转换公式为

$$h\nu = \frac{1}{2}m\nu^2 + E_A + E_g \quad (5-31)$$

或

$$\frac{1}{2}m\nu^2 = h\nu - (E_A + E_g) \quad (5-32)$$

式中: E_A 为电子亲和势,与真空能级 E_0 、导带底能级 E_c 有关, $E_A=E_0-E_c$ 。

如图 5-4 所示的能带图,光电子的能量 E 大于真空能级 E_0 的情况下,才能克服表面电子亲和势 E_A ,从而逸出材料表面、逸入真空。价带顶部的电

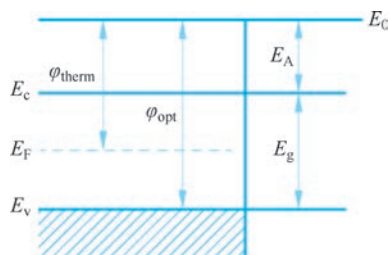


图 5-4 本征半导体的能带

^① 掺杂浓度小于 10^{18} 的半导体都属非简并半导体,其自由电子很少,光电子受到的电子散射可以忽略不计。简并半导体是杂质半导体的一种,具有较高的掺杂浓度,电特性接近金属。

^② 平均自由程是指相邻两次散射间自由运动的平均路程。

子,能够逸出的最小能量需求必须大于光电发射阈值能量 E_{th} , $E_{th} = E_A + E_g$ 。对应的光子最小能量必须大于光电发射阈值能量,这个最小能量对应的波长称为阈值波长,即

$$\lambda_{th} = \frac{1.24}{E_{th}} (\mu\text{m}) \quad (5-33)$$

根据光电发射逸出功 φ_{opt} 的定义,在 0K 时光电子逸出表面所需的最低能量,可得大部分半导体的光电逸出功,即

$$\varphi_{opt} = E_{th} = E_A + E_g \quad (5-34)$$

热电子发射逸出功 φ_{therm} 为真空能级 E_0 与费米能级 E_F 之差。因为本征半导体的费米能级是在禁带中间,因此

$$\varphi_{therm} = E_0 - E_F = \frac{1}{2}E_g + E_A \quad (5-35)$$

$$\varphi_{opt} = \varphi_{therm} + \frac{1}{2}E_g \quad (5-36)$$

也就是说,半导体的光电逸出功和热电子发射逸出功是不同的。实际的半导体表面在一定深度内,其能带是弯曲的,这种弯曲影响了体内导带中的电子逸出表面所需的能量,也改变了它的逸出功。因此,计算逸出功需要考虑能带弯曲量。

通过改变表面的状态,可获得有效电子亲和势为负值的光电阴极,即通常所讲的负电子亲和势光电阴极。

5.2.3 光电阴极

从技术出现的时间角度,光电阴极分为实用光电阴极和负电子亲和势光电阴极,即 NEA 光电阴极出现以前的各种光电阴极统称为“实用光电阴极”。

1. 实用光电阴极

金属光电阴极的光谱响应特征具有选择性光电效应,如碱金属的光谱响应曲线在某一固定频率范围内有一最大值,这种现象称为选择性光电效应,如图 5-5 所示。

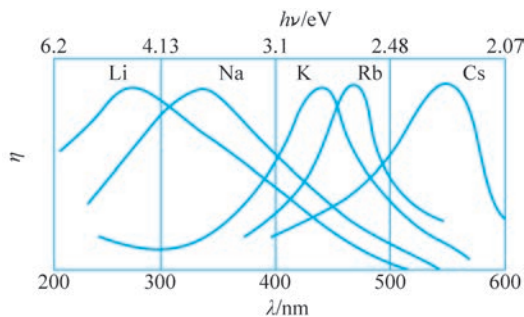


图 5-5 碱金属阴极的光谱响应

大多数金属的光谱响应都在紫外或远紫外范围,光电发射的量子效率不高。随着光电器件的发展,特别是微光夜视器件的发展,出现了各种实用金属阴极及半导体阴极,选择波长已经覆盖了紫外、可见光、近红外、红外的波长范围,并且具有较高的量子效率。

根据国际电子工业协会的规定,按实用光电阴极发现的先后顺序和所配的窗材料的不同,以 S 数字形式编排。多碱光电阴极是以碱金属钠、钾为基础,并且采用铯作为本体,采用铯作为真空表层,在一些条件下也采用铷元素。最常见的本体结构有双碱的“铯化钠或铯化钾”、S-20 的“ Na_2KSb (典型厚度为 60nm)”、S-25 的“ Na_2KSb (典型厚度为 170nm)”。

光电阴极使用这些材料的原因:这些材料可以沉积成载流子寿命相当长的多晶半导体层;这些材料能够很好地吸收 200~850nm 的光子;作为真空表面所需要的铯的化学性质与本体的钠和钾密切相关;铯与这些本体材料之间容易形成化学键。

结合图 5-6,总结常见的实用光电阴极的特性,列于表 5-2。

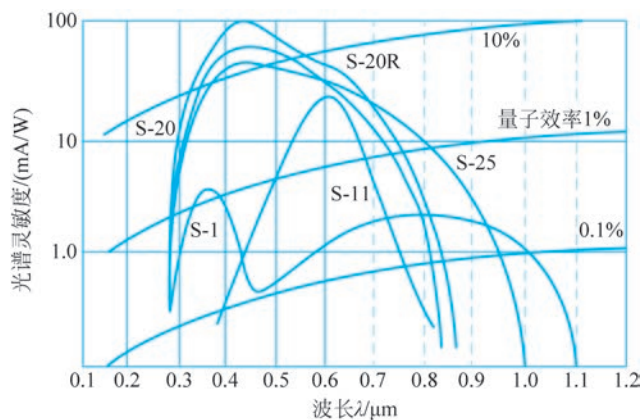


图 5-6 实用光电阴极的光谱响应

表 5-2 常见的光电阴极及其特性

光电阴极名称	分子式及编号	光谱响应	特点
银氧铯	Ag-O-Cs (S-1)	两个峰值, 400nm、800nm 附近, 可见光及近红外都灵敏, 截止波长为 1.2 μm	制备工艺简单、成本低。常温下热电子发射较大($10^{-14} \sim 10^{-11} \text{A/cm}^2$, 存在疲乏现象 ^①)
铯铯	Cs_3Sb (S-4、S-5、S-11、S-13)	紫外、可见光, 光谱峰值在蓝光附近, 截止波长在红光区	灵敏度高于银氧铯(100~150A/lm, 量子效率为 10%~20%; 暗电流约为 10^{-16}A/cm^2); 疲乏效应比低于银氧铯; 热发射低, 电导率高; 制备工艺比较简单, 结构简单
多碱光电阴极	双碱: Sb-K-Cs 、 Sb-Rb-Cs 三碱: Sb-Na-K-Cs 四碱: Sb-K-Na-Rb-Cs (S-20、S-25 等)	紫外、可见光、红外, 光谱峰值 420nm 附近	量子效率为 10%~20%。积分灵敏度为 150~300A/lm, 灵敏度重复性好, 暗电流为 $3 \times 10^{-16} \text{A/cm}^2$

注: ① 随所用时间增长, 电子发射能力下降。光强越强, 疲乏越厉害; 光波越短, 疲乏越严重, 对红外线几乎观察不到疲乏; 阳极电压增高, 疲乏增大; 温度降低, 疲乏增大。常用于主动微光夜视仪。

2. NEA 光电阴极

光电子逸出表面,首先使电子受激到导带上,然后向表面运动而散射掉一部分能量,在到达表面时的电子要克服表面有效电子亲和势才能逸出。若扩展探测器长波方向的光谱响应,必须减小有效电子亲和势 E_A ,当 $E_A \leq 0$ 时,阈值波长最大。将铯或氧吸附在 III-V 族化合物(如 GaAs)表面,可以得到负电子亲和势光电发射体,从而获得良好性能的光电阴极。

在 P 型 GaAs 表面沉积单分子层 Cs,然后交替蒸镀 O 和 Cs,形成 Cs_2O 层,形成负电子亲和势(GaAs: Cs-O)。P-GaAs 的逸出功为 4.7eV,禁带宽度为 1.4eV, Cs_2O 是一种 N 型半导体,它的禁带宽度约为 2.1eV,逸出功为 0.6eV,电子亲和势为 0.4eV。

被激发到导带的光电子在向表面运动的过程中,因散射要损失一部分能量,电子停留在导带高能态的时间非常短,在 $10^{-14} \sim 10^{-12}$ s 就失去能量而到达导带底。对于 NEA 光电阴极而言,即使被激电子在此短暂地内落到了导带底,只要在它们在没被复合掉之前扩散到表面就可以逸出。由于表面负电子亲和势的存在,在表面区建立的电场对电子有一指向表面的作用力,使电子能量增加,因而落到导带底的电子都可以逸出表面。

另外,被激电子在导带底的平均存在时间(寿命)可长达 10^{-8} s,比从高能态降到导带底时间长很多。只要在寿命时间内扩散到表面的电子,包括导带底的电子,都可以逸出表面,所以 NEA 光电阴极的逸出深度大大增加,约为 $1\mu\text{m}$ 。与一般半导体光电发射体相比,NEA 材料的光电子逸出深度增加了 2~3 个数量级,且量子效率显著提高。

NEA 光电阴极发射的光电能量分布比较集中,角度分布也比较集中,减少了像散,分辨力也有明显的提高,NEA 光电阴极阈值波长也增长了。

5.2.4 光电倍增管

如图 5-7 所示,光电倍增管主要由光电阴极 K、电子光学输入系统(光电阴极 K 至第一倍增极 D_1 的区域)、倍增系统(D_1 - D_2 - D_3 -...,或称打拿极系统)、阳极 A(或称收集极)四部分组成,工作时从光电阴极 K 到倍增极 D_1 、 D_2 、 D_3 、.....和阳极 A 的电压逐渐升高。光电阴极接收光照,产生光生电子;电子光学输入系统将光电阴极 K 发射出来的光电子加速,并聚焦到第一倍增级 D_1 上;倍增系统由二次电子发射体制成的倍增极构成,用于放大电子;A 为收集电子的阳极,或称收集极。

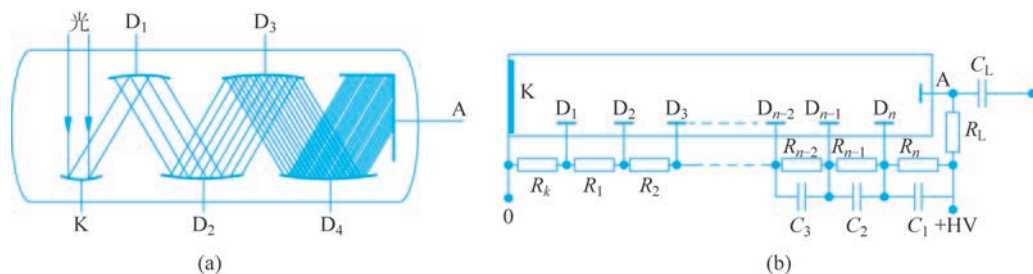


图 5-7 光电倍增管

1. 光电阴极

常用的光电阴极有银氧铯、铯铯、多碱光电阴极、负电子亲和势光电阴极等。采用的光电阴极主要根据所探测光的光谱范围来选取。按其结构形式可分为反射型的侧窗式和透射型的端窗式。

2. 电子光学输入系统

电子光学输入系统是指光电阴极至第一倍增极区域。其任务是尽可能多地将光电阴极发射的光电子收集并轰击第一倍增极的有效区域,高的收集效率可以大大提高信噪比,一般收集效率为 85%~98%;并且不同部位发射的光电子到达第一倍增极所经历的时间最好一致,低的渡越时间才能有快的时间响应,渡越时间一般为 1ns。

3. 电子倍增系统

电子倍增系统是指由各倍增极构成的综合系统,每个倍增极是由二次电子发射体制成的。当具有足够能量的电子轰击二次电子发射体时,该发射体将有电子发射出来,这种现象称为二次电子发射。

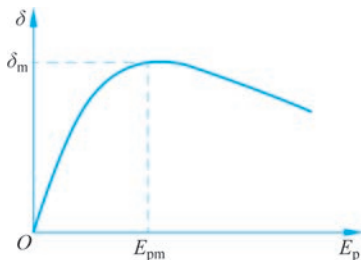


图 5-8 二次电子发射系数曲线

二次电子发射系数 δ (二次电子流与一次电子流的比值) 是一次电子能量 E_p 的函数, 当一次电子能量为恰当值的情况下, 发射系数出现一个极大值, 如图 5-8 所示。出现这种峰值曲线的原因: 当一次电子能量较小时, 能量低激发不出足够多的电子, 随 E_p 的增加, 激发出的电子增多, 但 E_p 增大到一定值之后, 一次电子进入电极内部, 在内部产生电子将不能逸出。为使 δ 大, 尽量选择一次电子能量在 E_{pm} , 这样就可决定选

取多大的极间电压。

二次发射系数不仅与打拿极的二次发射材料有关, 而且与打拿极的极间电压有关。另外, 不论是金属还是半导体或绝缘体, 二次电子发射系数曲线的形状都是相似的。只是对不同的材料具有不同的峰值能量和发射系数, 一般来说, E_{pm} 为 100~1800eV。

4. 阳极

阳极用来收集最后一级倍增极发射出来的二次电子, 并通过引线输出倍增了的电流信号。对阳极的要求是工作在较大电流时, 不产生空间电荷效应, 阳极的输出电容要很小, 并与管脚接触良好。

5.2.5 图像增强器

1. 图像增强器的基本结构

如图 5-9 所示, 图像增强器 (ICCD) 的基本结构包括光电阴极、微通道板 (MCP) 和 CCD 图像传感器。光电阴极-微通道板、微通道板两端、微通道板-CCD 图像传感器设置有驱动电压。从逻辑思路的角度理解, 图像增强器的基本工作机制与光电倍增管是相似的, 都是首先通过光电阴极将光子能量转换为光生电子, 然后用电能加速光电子的运动、

提高电子的动能,通过多次的二次发射来放大电子流。

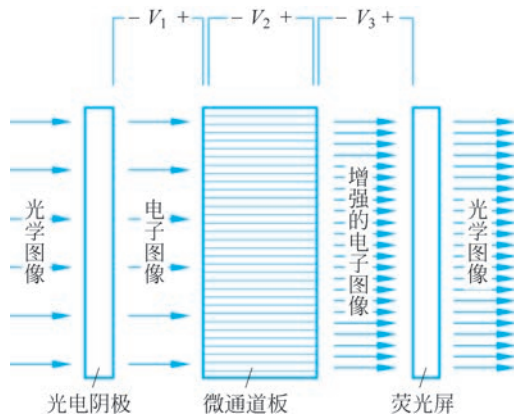


图 5-9 图像增强器结构

光学图像投影在光电阴极上,不同的光强度形成不同数量的发射电子,光电阴极将光学图像转换为电子图像。电子图像经过微通道板放大后,形成增强的电子图像。增强电子图像的电子轰击荧光粉,在荧光屏上产生可见光图像。图像增强器的输入是光学图像、输出也是光学图像,两个光学图像之间利用微通道板作电子放大,将入射光图像形成的光子量级的电子图像放大得到电子流量级的电子图像,从而具有微光成像的性能。

显而易见,图像增强器的关键器件是微通道板,微通道板的作用是对光电阴极激发的光电子进行倍增,同时保留电子的位置信息。微通道板是一个多孔的薄片结构,一个直径为 18mm 的微通道板,其有源表面上拥有 600 万个通道,每个通道的直径为 $6\mu\text{m}$ 、长度与直径之比为 50。这种通道是电子倍增器,具有电子倍增放大的作用,电子倍增的倍率高达 10^6 。

经过几个代次的技术迭代发展,基于微通道板的图像增强器技术趋于成熟。通过优化光电阴极材料、改进微通道板的结构,器件的增益和信噪比不断提高,并且可以满足不同光谱响应范围的应用需求。

2. 通道电子倍增器

通道电子倍增器(CEM)是一种连续的电阻管,管子内壁经涂敷或其他处理,内壁表面电阻很大,导电层的电阻数量级为 $10^9\Omega$ 、二次电子发射系数 $\delta > 3$ 。常用的材料有高铅玻璃和陶瓷半导体。高铅玻璃化学稳定性好,是目前使用最多的一种材料,其空心管内壁通过还原反应生长一层厚 10nm 的单晶 Pb 或 PbO 的 N 型半导体膜,膜的二次电子发射系数 $\delta > 3$,电阻为 $10^8 \sim 10^{10}\Omega$ 。

如图 5-10 所示,管子两端施加直流电压(如 1000V 左右),在管内建立均匀电场。电子从 CEM 的低电位端进入,在电场的加速下高速运动,与管壁内表面相撞并发射出二次电子,这些电子被管内电场沿轴向加速,获得足够高能量后再次与管壁相撞并产生更多的二次电子。这个过程被多次重复,最后在高电位端形成大量的电子输出。

微通道板输出端的电流 I_{out} 与输入端的电流 I_{in} 之间的比值称作增益,用 G 表示,

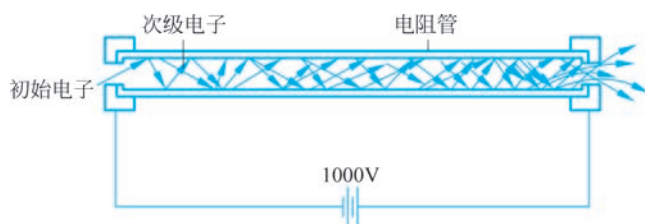


图 5-10 通道电子倍增器工作过程示意图

它是与材料、结构、电压及入射电子状况有关的参数。它与驱动电压、长径比的定量关系分别可以表示如下。

增益与电压的关系：

$$G = \left(\frac{kU^2}{4V_0\alpha^2} \right)^{\frac{4V_0\alpha^2}{U}} \quad (5-37)$$

式中： k 为决定二次发射系数的材料常数，一般为 $0.2 \sim 0.25$ ； U 为微通道两端所加电压； α 为微通道的长径比，即长度 l 与直径 d 的比值； V_0 为二次电子的平均发射电位，为 $1 \sim 2V$ 。

增益与长径比的关系：

$$G = F \frac{\delta_1}{2} \left(\frac{U}{c\alpha} \right)^{\frac{\alpha}{4}} \left(1 + \frac{c\alpha}{U} \right) \exp(-0.65h) \quad (5-38)$$

式中： F 为开口面积比； δ_1 为首次碰撞的二次电子发射系数； c 为电子清刷系数（电子清刷前后分别为 8.5 和 $9.5 \sim 10$ ）； h 为输出电极深度（以单丝孔径尺寸的个数计）。

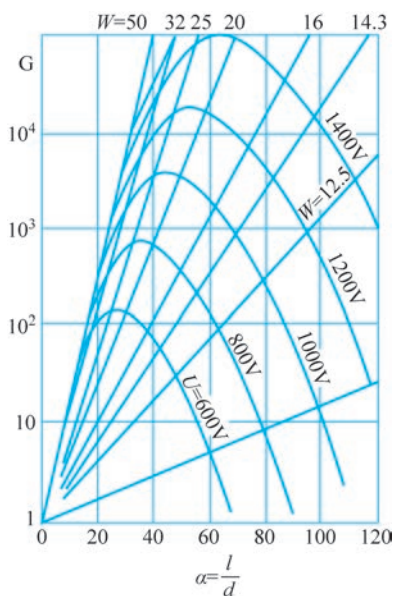


图 5-11 通道增益曲线

由式(5-37)对 G 关于 α 求微分，可计算出 G 存在一个极大值。由式(5-38)也不难发现，在某个长径比时，增益最大。因此，存在一个最佳的长径比，此处的增益达到极大值。图 5-11 是增益与长度 l 、直径 d 的比和所加电压 U 的函数关系曲线关系，增益一般达到 10^5 以上。

当输入电流大到一定值时，输出电流趋于饱和，这种现象称为微通道的饱和效应。产生饱和效应有以下三个主要原因。

(1) 空间电荷效应：沿着通道输入到输出端，管内的电子云浓度越来越大，这些空间电荷形成等位区，拒斥来自管壁的二次电子，使电子不能获得足够能量，从而抑制了二次电子的进一步发射。

(2) 管壁充电：微通道管壁因发射电子而充正电，越靠近输出端，发射电子越多，充电越多，使该区域形成等位区，对电子不再有加速作用。

(3) 通道电阻：指内壁电阻，它与通道电压共同决定了通道的传导电流。在连续工作方式中，其连续输出电流饱和值受到传导电流的限制。

3. 微通道板

微通道板简称 MCP，它由大量的微通道电子倍增管构成，如图 5-12 所示。大量极细的微通道电子倍增器成束组合，切片加工后制成平板结构，用于传送和增强图像。由于图像分辨率的要求，通道的直径不宜过大，一般为 $6\sim 10\mu\text{m}$ 。通道直径减小，其开口面积也减少，通道的增益也随之减少，目前的微通道板的开口面积一般在 60% 左右。

微通道板的制作工艺比较复杂，多根由包覆玻璃的光纤预制棒成束后拉制、束堆；多光束堆合并后再拉制、再束堆，直至纤芯直径达到要求为止。然后，通过熔融的工艺将所有包覆玻璃无缝熔合在一起，形成一根光纤束。沿光纤束径向锯成薄片，研磨薄片至合适的厚度，打磨抛光，再刻蚀纤芯，保留熔合的带孔包覆玻璃，或者说有若干小孔(通道)矩阵的包覆玻璃薄片，包覆玻璃是由发射材料(含铅和碱金属的化合物)构成的。通道的轴向与薄片的端面不垂直，而是有一个偏置角，目的是减少离子和光反馈，偏置角一般为 $5^\circ\sim 15^\circ$ 。高温还原过程使小孔(通道)内壁轻微导电，使玻璃具有极高的二次发射产率。最终，将镍铬合金蒸镀在微通道板的前端和后端，形成电极。后端电极进入通道几个通道直径的深度，避免在靠近通道输出端的地方产生大量二次电子，提高优良的聚焦性能。前、后端电极直接施加约为 1kV 的电压，形成通道内的电场，获得增益。通道的输入端受到光电子撞击时就会产生几个二次电子，电场会沿着输出方向加速这些电子，提高二次电子的动能，使它们再次与通道壁碰撞，产生更多的二次电子。该过程像雪崩一样不断地重复，直到一团电子离开通道。微通道板的电阻通常为 $100\text{M}\Omega$ ，1kV 的电压通常产生 $10\mu\text{A}$ 的电流，这就是所谓的条带电流，沿通道均匀分布。

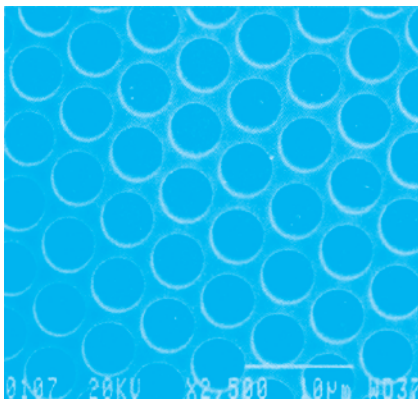


图 5-12 微通道板的电子扫描图

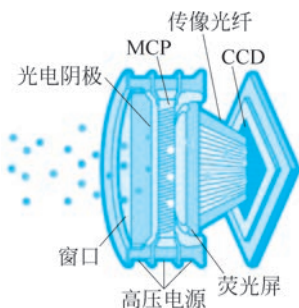


图 5-13 图像倍增器剖面结构

如图 5-13 所示，图像增强器(又称“像增强器”)是一个真空管装置，由窗口玻璃、光电阴极、MCP、荧光屏、传像光纤、CCD 构成，光电阴极内侧、MCP 前后两侧、荧光屏四个平面之间设置纵向电场。入射的光子撞击光电阴极释放出电子，在电场作用下，电子在纵向一路被加速，最终撞击荧光屏涂层。荧光屏发出的可见光图像由传像光纤投影到 CCD 的感光面，经由 CCD 转换为电子图像。为了匹配荧光屏与 CCD 感光面的尺寸，常使用光纤光锥，利用其不同大小的输入输出窗做图像耦合。光纤耦合方式传输的图像

无畸变，且具有体积小、重量轻、耦合效率高等优点，但结构固定，不易拆换。

还有一种透镜耦合方式，荧光屏与 CCD 感光面是一对共轭平面，这种耦合方式易于

调焦,适用于正照和背照 CCD,且可拆除更换,但耦合效率低、体积重量大、不利于系统小型化和轻量化。

另外,还有一种近贴式图像增强器结构,不再需要图像耦合光学结构,它的光电阴极、MCP 和荧光屏三者之间互相平行且贴近,加上电压后,在阴极与 MCP、MCP 与荧光屏之间形成纵向均匀电场,电子沿纵向平行运动,称为近贴聚焦。近贴式像增强器结构简单、体积小、重量轻,但分辨率受极间距离限制,极间电压也不能太高,限制了电子增益。

5.3 电子倍增电荷耦合器件

5.3.1 概述

顾名思义,电子倍增 CCD 的核心是 CCD,它是在普通的 CCD 器件的基础上增加电子倍增模块而构成。电子倍增模块即倍增寄存器,用以实现对电荷的倍增放大,从而达到放大的微光图像信号。

增强 CCD(EMCCD)属于全固态微光器件,通过其自带的倍增寄存器,在转移过程中对信号实现“片上增益”,从而克服读出放大器的噪声低限。在不需要任何附加结构的情况下,EMCCD 能够得到与图像增强器相近的图像质量,使得低照度成像技术从“真空电子图像增强时代”跨入“全固态图像增强时代”。

相对于普通 CCD 而言,EMCCD 采用电荷倍增机制从而实现电荷信号的放大,极大地改善了探测器的信噪比;相对于 ICCD 而言,EMCCD 具有功耗更小、相较成本更低、寿命更长、空间分辨率更高、光电转换效率高、高增益条件下不怕强光等优点,并且具有很高的灵敏度和信噪比,降低了噪声对器件工作频率的限制。

典型的帧转移 EMCCD 由积分成像区、电荷存储区、读出寄存器、倍增寄存器、输出放大器组成,如图 5-14 所示,成像区与存储区相互独立。成像区接受光学图像的照射,在一定的时间内积分完成光生电荷的积累,形成与光学图像相对应的电子图像。存储区具有与成像区相同的电荷转移特性,作为电荷转移过程中的缓冲区域。在垂直转移时序的

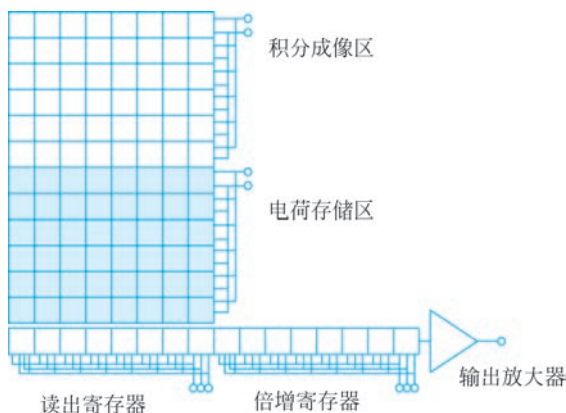


图 5-14 电子倍增结构示意图

驱动下,存储区的电荷被逐行转移到读出寄存器(普通 CCD 的水平移位寄存器)中,首先转移的是存储区最下面的一行,存储区的一帧图像依次转移。在读出时序的作用下,读出寄存器将一行信号逐个转移到倍增寄存器中。在高压倍增时序的驱动之下,倍增寄存器对信号电荷实现同等放大,最后由输出放大器将电荷信号转化成电压信号输出。

电子信号在高幅值倍增脉冲作用下,从巨大电势差形成的倍增极电场中获取足够能量成为热电子,当强场中的热电子等于或超过阈值能量时,以一定概率发生碰撞电离,新产生的电子汇入原有信号电荷包,而新产生的空穴被衬底吸收。这一过程在倍增寄存器的每一极中持续进行,直到信号电荷包转移至读出放大电路为止。

5.3.2 电子倍增理论基础

1. 碰撞电离

半导体中的电子和空穴都参与导电,统称为“载流子”。载流子可以受激发而产生,激发机制包括热激发、电磁辐射、带电粒子穿透、碰撞电离等。半导体内的高压电场区的电子(或空穴)在电场作用下不断加速,并相互碰撞,使得这些电子(或空穴)获取新的能量而电离,产生更多的新的电子(或空穴)。这一过程反复进行便形成雪崩。

如图 5-15(a)所示,在较弱的电场强度下,相应能带具有较小的倾斜。假定在位置 X_0 处有一个电子,较弱的电场并不能给载流子增加足够的动能,在相互碰撞之间不足以产生新的电子。电子和空穴在电场中再次被加速之前,它们的动能将简单地转移给晶格,这样不会产生倍增。

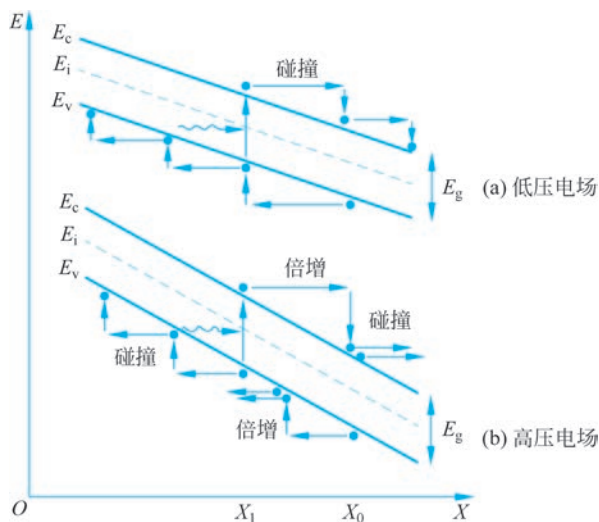


图 5-15 碰撞电离激发载流子

如图 5-15(b)所示,在较强的电场中,相互碰撞之间能量增加得足够高,允许产生新的电子(也同时产生空穴,形成新的电子-空穴对)。假设电子在位置 X_0 处被加速,它向 X_1 处运动的过程中与另一电子发生碰撞。它的一部分动能被转移给晶格,引起晶格振动;另一部分动能激发被碰撞的电子产生新的电子-空穴对。这样一来,在发生碰撞的位

置一个自由电子就变为两个自由电子,称为“二次电子”。接下来,同样在电场作用下,这两个自由电子再次被加速,在其后的碰撞中进一步产生新的二次电子。

碰撞产生“二次电子”的概率与电场有关,只要适当地增加电场,即可找到一个条件,使得主要只有一种载流子(如硅中的电子)产生二次电子。这样,由倍增过程产生的电荷将正比于一次产生的电荷,在足够强的电场中相互碰撞之间的两种载流子动能增加得足够高,可以产生足够数量的电子,从而发生雪崩击穿。

在半导体材料中,通常仅有部分能量用于产生电子-空穴对。考虑一维情况,一个电子通过碰撞电离产生一个电子-空穴对,忽略碰撞过程中向晶格转移的能量损失,假定电子和空穴的有效质量相等,均为 m ,这三个粒子的能量均为 E' ,动量 P 也相等。根据动量守恒和动能守恒定律,碰撞电离所需要的最小能量(也称为电离阈值能量) E_{\min} 为

$$E_{\min} = 3E' + E_g$$

$$P_{\min} = \sqrt{2mE_{\min}} = 3\sqrt{2mE'}$$

或

$$E_{\min} = \frac{3}{2}E_g \quad (5-39)$$

式中: E_g 为半导体的禁带宽度。

由于实际碰撞过程中会有一部分能量向晶格转移,因此实际的碰撞阈值能量远远大于禁带宽度。此外,掺杂和温度等因素也会影响半导体材料中的碰撞电离。例如,硅材料的带隙为 1.12eV,用于产生一个电子-空穴对需要的能量为 3.6eV,是其带隙宽度 3 倍以上。

2. 二次电子的产生

半导体中的电荷在一定电场的加速下获得能量,随机地与其他电荷发生碰撞后,会把能量传递给这些电荷。如果这些电荷获得的能量达到某个阈值,就会使电荷的能级从禁带跃迁到导带,发生电离现象,并且电离的发生概率与电场强度正相关。

对照玻耳兹曼理论,Valdinoci 从理论和实验两方面研究了碰撞电离效率模型:在 25~400°C 范围内、在电场强度适中(50~500kV/cm)的条件下,电荷的碰撞电离率为

$$\alpha(E, T) = \frac{E}{a(T) + b(T)\exp\left(\frac{d(T)}{c(T) + E}\right)} \quad (5-40)$$

式中: α 是与电场强度 E 和材料温度 T 有关的电荷电离率,并且有

$$\begin{cases} a(T) = a_0 + a_1 T^{a_2} \\ b(T) = b_0 \exp(b_1 T) \\ c(T) = c_0 + c_1 T^{c_2} + c_3 T^2 \\ d(T) = d_0 + d_1 T + d_2 T^2 \end{cases} \quad (5-41)$$

$a(T)$ 、 $b(T)$ 、 $c(T)$ 、 $d(T)$ 是与温度、CCM 材料有关的参数,不同型号的 EMCCD 有相对应的参数。在场强较低时, $a(T)$ 对电离率基本上没影响,可以在公式中忽略,不过

在电场增加的情况下, $a(T)$ 不可忽略。式(5-41)中的各常数项参数, 其具体取值见表 5-3。

表 5-3 电子、空穴参数

参 数	电 子	空 穴
a_0	4.3383	2.376
a_1	-2.42×10^{-12}	0.01033
a_2	4.1233	1
b_0	0.235	0.17714
b_1	0	-0.002178
c_0	1.6831×10^4	0
c_1	4.3796	0.00947
c_2	1	2.4924
c_3	0.13005	0
d_0	1.233735×10^6	1.4043×10^6
d_1	1.2039×10^3	2.9744×10^3
d_2	0.56703	1.4829

从式(5-40)可以看出, 电场 E 比较低时, 分母中的指数部分的 E 可以忽略, 即不需计较电场的作用。当温度不变化时, 提高电场强度 E , 能增加电离率; 如果增加场强, 温度的变化对电离率的影响就会降低。温度发生变化时, 电离率会受到影响, 当温度升高时, 晶体里的晶格散射会增强, 电荷的加速会受到干扰, 即温度升高, 会导致电离率降低。而场强对电离率的影响要比温度对电离率的影响程度大, 场强比较高时, 温度对电离率的影响就会减小。虽然不同的场强和不同的温度情况下电离率会有不同, 但是由于用于天文观测的波前传感器中的 EMCCD 需要抑制热噪声的影响, 一般会将 EMCCD 置于低温环境下, 所以此次分析的是属于低温、场强大小适中环境下的电离率模型。

3. 碰撞电离阈值

从分析碰撞电离过程可知, 阈值是决定信号电荷碰撞电离的重要因素之一。

若导带电子的有效质量为 m_n , 价带空穴的有效质量为 m_p , 可分别将电子和空穴的碰撞电离阈值表示为 $E_g(1+m_n/m_p)$ 和 $E_g(1+m_p/m_n)$ 。但是实际计算时由于影响能带的因素众多, 使得碰撞电离阈值的计算要复杂得多。

实际上, 电离阈值是与半导体材料的温度、晶向、实际能带结构、杂质能级等相关的函数, 主要取决于能带中的禁带宽度。浅能杂质对阈值的影响最为明显, 因为浅能杂质的施主能级靠近导带底, 这将使碰撞电离阈值明显低于半导体材料所需的阈值。有研究者提出了阈值能量与温度的关系表达式:

$$\epsilon_T = C_1 + C_2 T + C_3 T^2 \quad (5-42)$$

式中各常数的取值见表 5-4。

表 5-4 温度系数

系 数	$T \leq 170\text{K}$	$T > 170\text{K}$
C_1/eV	1.17	1.1785
$C_2/(\text{eV} \cdot \text{K}^{-1})$	1.059×10^{-5}	-9.025×10^{-5}
$C_3/(\text{eV} \cdot \text{K}^{-2})$	-6.05×10^{-7}	-3.05×10^{-7}

4. 载流子寿命

载流子寿命决定了传感器的基础响应频率,它包括载流子复合寿命和产生寿命。使用外加电压耗尽半导体中的所有载流子,去除外加电压后将开始产生载流子直至恢复到热平衡状态,所用的时间为“产生寿命”。一旦产生了过剩的少数载流子,经过一定时间必然会恢复到热平衡状态,这个时间称为“复合寿命”。

在直接半导体与间接半导体^①中复合过程是不相同的:直接半导体中,集中在导带底的电子和集中在价带顶的空穴具有相同的晶体动量,带对带之间可以直接复合。其过程比较简单:导带电子和价带空穴直接发生复合,即导带电子直接跃迁到价带的空状态。虽然电子和空穴的浓度没有变化,但是电子-空穴对的热产生和复合连续发生,保持动态平衡。间接半导体中,带对带之间的直接复合受到抑制,导带电子和价带空穴通过复合中心^②间接完成。其过程比较复杂:复合中心从导带俘获一个电子,同时从价带俘获一个空穴,以此方式完成电子-空穴对的复合。间接复合分两步完成,它包括电子与空穴进入带隙中的陷阱中心,或者离开带隙陷阱中心的俘获及发射过程。

1) 直接半导体

直接半导体中过剩载流子的复合寿命为

$$\tau_r = \frac{1}{\beta(p_0 + n_0 + \Delta n)} \quad (5-43)$$

式中: β 为复合因子; n_0 、 p_0 分别为热平衡状态下电子和空穴浓度; Δn 过剩载流子浓度。

由式(5-43)可知,对于P型材料而言:小注入情形下, $p_0 \gg \Delta n$, $p_0 \gg n_0$,复合寿命确为常数,与热平衡时的多子浓度成反比(同时,也取决于复合因子);大注入情形下, $\Delta n \gg p_0 \gg n_0$,复合寿命与过剩载流子浓度相关。两种情况下的载流子复合寿命为

$$\tau_r = \begin{cases} \frac{1}{\beta p_0} & (\text{小注入}) \\ \frac{1}{\beta \Delta n} & (\text{大注入}) \end{cases} \quad (5-44)$$

过剩载流子浓度 Δn 越大,复合寿命 τ_r 越短,即载流子浓度从 $n_0 + \Delta n$ 减少到热平衡值 n_0 的时间越短。因此,EMCCD 器件在大注入可见光条件下需要关闭倍增通道并以较高主频读取可见光图像。

半导体材料中的载流子产生寿命 τ_g 仅与本征载流子浓度有关:

① 导带边和价带边处于 k 空间相同点的半导体通常称为直接带隙半导体;导带边与价带边处于 k 空间不同点的半导体通常称为间接带隙半导体。

② 晶体中的一些杂质或缺陷在禁带中引入的局域化能态。

$$\tau_g = \frac{1}{\beta n_i} \quad (5-45)$$

一般情况下,多子浓度或过剩载流子浓度均大于本征载流子浓度,因此直接半导体中复合寿命远小于产生寿命。也就是说,直接半导体中载流子的复合寿命决定了EMCCD器件的基础响应频率。

2) 间接半导体

间接半导体中载流子的复合寿命分别为

$$\tau_{r,n} = \frac{1}{\beta n_0} \approx \frac{1 + \frac{n_i}{n_0} \left[\frac{\nu_{th,p}\sigma_p}{\nu_{th,n}\sigma_n} e^{\frac{E_t-E_t}{kT}} + e^{\frac{E_t-E_i}{kT}} \right]}{\nu_{th,p}\sigma_p N_t} \quad (5-46)$$

$$\tau_{r,p} = \frac{1}{\beta p_0} \approx \frac{1 + \frac{n_i}{p_0} \left[\frac{\nu_{th,n}\sigma_n}{\nu_{th,p}\sigma_p} e^{\frac{E_t-E_i}{kT}} + e^{\frac{E_t-E_t}{kT}} \right]}{\nu_{th,n}\sigma_n N_t} \quad (5-47)$$

式中: ν_{th} 为热速度; σ 为俘获截面; N_t 为缺陷浓度; E_t 为缺陷能级; E_i 为中央能级。达到热平衡时,电子和空穴的俘获率同发射率各自相等。

由式(5-46)、式(5-47)可知,载流子复合寿命与半导体中多数载流子密度及缺陷浓度成反比。为了获得足够长的复合寿命,从而降低器件功耗、提高电荷输运效率、降低工作频率的要求,EMCCD器件中掺杂浓度不宜过高。

产生寿命作为本征电荷密度和全耗尽半导体的起始产生率的比值,可利用初始条件 $n=p=0$ 求出:

$$\tau_g = \frac{1}{N_t} \left[\frac{1}{\nu_{th,p}\sigma_p} e^{\frac{E_t-E_i}{kT}} + \frac{1}{\nu_{th,n}\sigma_n} e^{\frac{E_t-E_t}{kT}} \right] \quad (5-48)$$

对于电子和空穴有相等俘获截面及热速度的特殊情形 ($\nu_{th,n}\sigma_n = \nu_{th,p}\sigma_p = \nu_{th}\sigma$),产生寿命与复合寿命可分别表示为双曲余弦形式的能量关系:

$$\tau_g = \frac{1}{\sigma\nu_{th}N_t} 2\text{ch}\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) = 2\tau_0 \quad (5-49)$$

$$\tau_r = \frac{1}{\sigma\nu_{th}N_t} \left[1 + 2\frac{n_i}{m} \text{ch}\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] \quad (5-50)$$

式中: τ_0 为耗尽区内的有效寿命; m 为多数载流子浓度。

如图 5-16 所示,对于同一缺陷能级 E_t ,产生寿命明显大于复合寿命,即电荷寄存器中转移频率主要受到复合寿命的限制,并且随着缺陷能级的提高,两种寿命均呈指数增大。

对载流子寿命的分析可知,无论是直接半导体还是间接半导体,载流子的复合寿命均小于产生寿命,即半导体器件中基础响应频率主

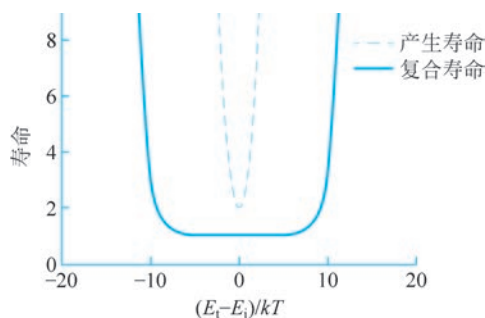


图 5-16 载流子寿命与缺陷能级的关系

要受到复合寿命的限制,并且载流子寿命随着缺陷能级升高而呈指数增加。因此,EMCCD器件中的寄存器基体不宜重掺杂。

5.3.3 EMCCD 器件

1. 电子倍增寄存器结构

电子倍增寄存器(CCM)可以采用隐埋沟道电荷耦合器件(BCCD)的结构,目的是克服界面态对沟道电荷传输率的影响,通过远离表面^①的体内沟道提高电荷转移效率。整体结构设计如图 5-17 所示。

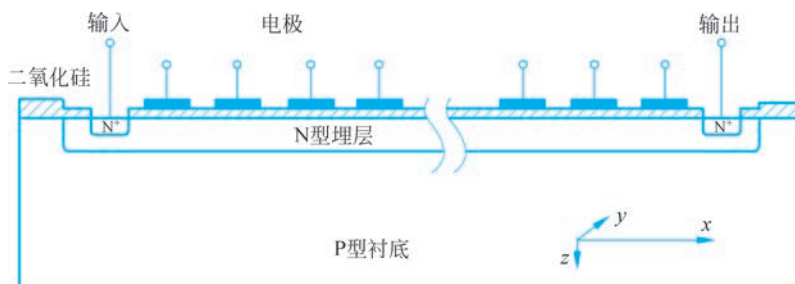


图 5-17 CCM 整体结构设计图

在各个栅极上加载栅极电压,由表面至体内,形成电势分布,并且最大电势处于衬底体内,相对于表面有一个距离。也就是说,在隐埋沟道中形成电荷转移通道。为了有效转移并倍增信号,作为基本单元的 CCM 要同时具备以下性能:

(1) 电场强度 $\sqrt{E_x^2 + E_z^2}$ (E_x 和 E_z 分别代表电场矢量沿电荷转移方向和沟道纵深方向的两个分量)小于引起雪崩击穿的极限值 E_{max} 。

(2) 信号电荷的存储与转移在埋沟中进行,远离衬底与氧化层的界面陷阱^②。

(3) 信号通道能够存储的最大信号电荷密度足够大^③。

2. 电荷的倍增输运

图 5-18 为 EMCCD 的倍增原理,电荷的转移方向是自左向右的。电子在电极之间转移过程中同时得到放大。每转移一个倍增单元,信号被放大一次,经过若干倍增单元串行转移之后信号得到极大增强而噪声几乎不变,最终,信号以极高的信噪比到达片上读出放大器。每一单元由 4 个电极构成:3 个电极(ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3)是由时序驱动的交流电极;1 个电极 ϕ_{dc} 是处于 ϕ_1 和 ϕ_2 之间的直流电极,被加载 5V 的恒定低压,始终保持固定的直流状态。电荷转移过程中,电极之间使用高于常规的电压值,构造适当强度的电场分布,在衬底体内的沟道激发碰撞电离,形成二次电子。

电极 ϕ_1 和 ϕ_3 的驱动脉冲与常规的电极驱动是一样的,典型的电压值为高压 5~15V、低压 0V。如图 5-18 所示, ϕ_1 为 15V, ϕ_3 为 0V,驱动时序与常规读出寄存器的时序

① 表面:氧化层与衬底之间的界面,处于衬底材料内。

② 通道电势与界面电势差大于 10 倍的热电势,或 $V_{ci} > 10kT/q$ 。

③ 倍增级很多的情况下,可以采用随级数增加而增大的方式;倍增级不多的情况下,可以采用相同容量。

一样。电荷倍增转移的过程中,首先直流电极 ϕ_{dc} 保持低电平,随后电极 ϕ_2 趋向高电平 (35~50V)。

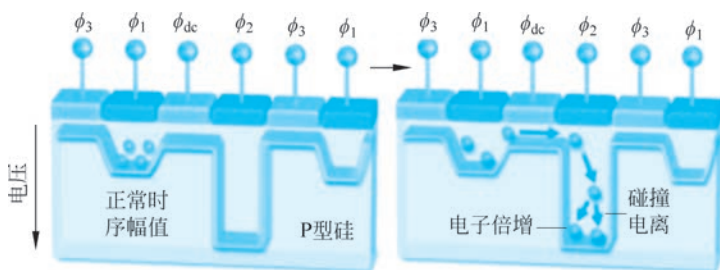


图 5-18 EMCCD 倍增原理

ϕ_2 与 ϕ_{dc} 之间会形成一个可以调节的电势差,电势差形成足够强度的电场强度,支撑碰撞电离过程的发生。电势差的不同使得场强不同,而不同的场强大小影响倍增寄存器中每级的电荷倍增值。不过因为 ϕ_{dc} 的值与过剩电荷是否溢出有关,所以只能改变倍增驱动高压的值来改变倍增的大小。这样一来,在 ϕ_1 和 ϕ_3 正常时序驱动下,电荷由 ϕ_1 向 ϕ_3 转移的过程中,电荷实现了增益放大。这一过程可以分解成四个片段:

片段 1: 如图 5-19(a)所示, ϕ_1 高电平、 ϕ_{dc} 低电平、 ϕ_2 零电平、 ϕ_3 零电平,初始电荷处于 ϕ_1 之下。

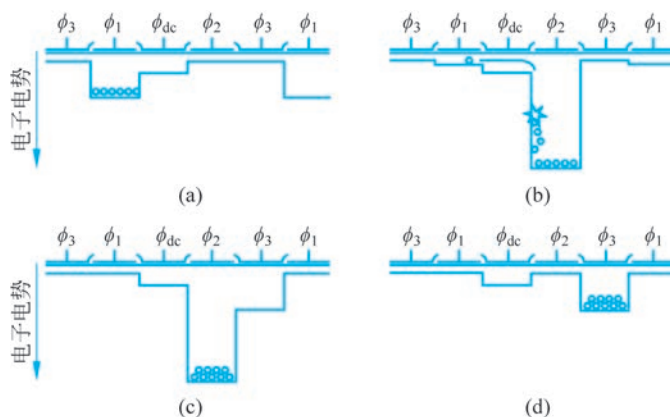


图 5-19 一个增益内的电荷增益转移过程

片段 2: 如图 5-19(b)所示, ϕ_1 高电平→低电平、 ϕ_{dc} 低电平、 ϕ_2 零电平→甚高电平、 ϕ_3 零电平,电荷从 ϕ_1 之下经 ϕ_{dc} 转移至 ϕ_2 之下,同时产生二次电子。

片段 3: 如图 5-19(c)所示, ϕ_1 零电平、 ϕ_{dc} 低电平、 ϕ_2 甚高电平、 ϕ_3 零电平→高电平,电荷储存在 ϕ_2 之下。

片段 4: 如图 5-19(d)所示, ϕ_1 零电平、 ϕ_{dc} 低电平、 ϕ_2 甚高电平→零电平、 ϕ_3 高电平,电荷从 ϕ_2 之下转移至 ϕ_3 之下。

倍增寄存器中信号电荷的倍增是因为在高压电场的作用下,电子层层加速成为“热载流子”,然后从直流相转移到倍增高压相的过程中,会有一些的概率和其他电荷直接碰

撞,只要有充裕的能量,被碰撞电荷中的电子就能脱离出来,然后继续被加速成热载流子。由于电荷放大的增益与 ϕ_2 的电压呈指数正比关系,因此,可以通过调节 ϕ_2 的驱动电压来改变电荷倍增。

每转移一个倍增单元的电荷增益不一定有多大,如 1.01~1.06,由于倍增寄存器的转移次数很大,基本上有几百级以上,经过多级倍增后的总的电荷增益很容易达到 1000 倍以上,因此总的电荷增加量是很可观的。

3. EMCCD 的噪声

EMCCD 的噪声主要有热噪声、光子散粒噪声、暗电流噪声、时钟感生电荷噪声、倍增噪声以及放大器读出噪声等。另外,外围电路板上的各种噪声也会影响信号的质量,从而影响成像质量。

1) 热噪声

热噪声的来源:表面热激发电荷,即表面暗电流 S_S ;体内热激发电荷,即体内暗电流 S_B 。如图 5-20 所示,两者都与温度密切相关,且有

$$S_S = 122T^3 e^{-6400/T} \quad (5-51)$$

$$S_B = 3.3 \times 10^6 T^2 e^{-9080/T} \quad (5-52)$$

非反转模式下,表面热噪声占主导地位。例如,在室温条件下,一般要比体内噪声大两个数量级。反转模式下,表面噪声被抑制,只存在体内噪声。

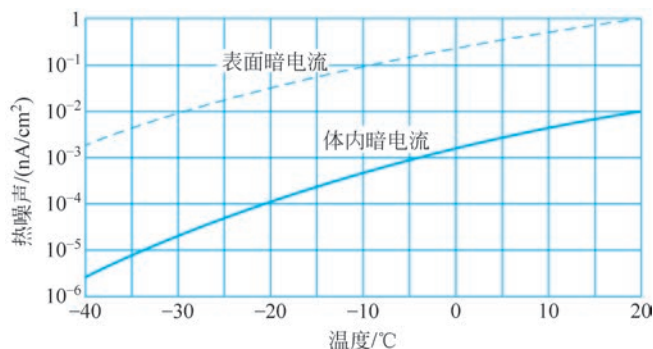


图 5-20 两种热噪声与温度的关系

2) 光子散粒噪声

光子散粒噪声又称白噪声,是由光子的粒子性产生的。光子在照射 EMCCD 的光敏区时,单位时间内单位面积接收到的光子数不是固定不变的,会有一个波动,因此产生的光电子也会相应地变化,这种噪声称为光子散粒噪声。在 EMCCD 微光成像时,由于入射光子本身就较少,光子散粒噪声会跟随有效信号在倍增寄存器一起被倍增,此时光子散粒噪声成为主要噪声来源。光子散粒噪声是随机噪声,服从泊松分布,即光子散粒噪声可以表示为

$$\sigma_p = \sqrt{P\eta_e t} \quad (5-53)$$

式中: P 为单位时间入射感光区的光子数; η_e 为 EMCCD 的量子效率; t 为积分时间。

3) 暗电流噪声

在没有光输入且驱动信号正常施加的情况下,EMCCD的电荷输出称为暗电流噪声。暗电流噪声包括表面暗电流噪声和体内暗电流噪声。

表面暗电流产生于半导体-氧化层界面,可以通过沟道模式和工作模式消除。埋沟道CCD的信号沟道位于体内,可以抑制表面暗电流。反转模式(IMO)在半导体-氧化层界面吸附空穴,形成导电屏蔽层,抑制电子阶跃,进而抑制表面暗电流噪声。

体内暗电流噪声来源有耗尽暗电流噪声和扩散暗电流噪声。前者来自耗尽层受热激发的电子,后者来自中性衬底产生的少数载流子,并扩散到耗尽区,它们混入光生电子中而形成暗电流。

暗电流噪声的产生也是随机性的,服从泊松分布,可以表示为暗电流值的均方根,即

$$\sigma_d = \sqrt{I_d t} = \sqrt{2.55 \times 10^{15} D_F A_p T^{1.5} t e^{-\frac{E_g}{2kT}}} \quad (5-54)$$

式中: I_d 为暗电流均值; t 为积分时间; D_F 为 300K 时的暗电流系数; A_p 是像素面积; k 为玻耳兹曼常数; T 为工作温度; E_g 为禁带宽度。

4) 时钟感生电荷噪声

为了将衬底体内的信号电荷读出(成为电压信号输出),需要在垂直转移时钟以及水平转移时钟的驱动下进行电荷转移。在转移时钟的快速驱动下,有效信号在转移中会产生寄生电荷,即时钟感生电荷(CIC)。显然,时钟感生电荷是一种噪声。

反转模式下,界面空穴的存在可以有效抑制表面暗电流的产生,不过会带来 CIC 的出现。如图 5-21 所示,电荷积累阶段,电极施加负电压,半导体-氧化层界面吸附空穴,同时信号(光生电子)在 PN 结积累。信号读出初期,电极的电压切换为正电压,表面的空穴被驱赶进体内,同时形成碰撞电离,产生伪信号。非反转模式下,这种现象有所改善。

CIC 与驱动时钟的幅值、上升和下降时间与转移时钟的频率等有关,与积分时间、EMCCD 工作温度无关。时钟感生电荷噪声属于散粒噪声,服从泊松分布,其可以表示为

$$\sigma_c = \sqrt{C} \quad (5-55)$$

式中: C 为感生电荷量。

在电路设计中,应该适当串联电阻,调整波形,使得驱动时钟有合适的上升下降时间;另外,适当提高时钟频率,特别是垂直转移时钟的频率,可以减小感生电荷带来的噪声。

5) 倍增噪声

EMCCD 的平均总增益与倍增级的驱动电压幅值有关,该增益并不是固定不变的,而

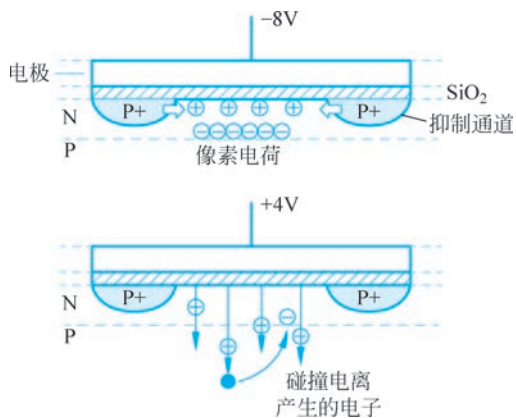


图 5-21 CIC 产生的过程

是在一个值上下波动。通常用噪声因子来评价倍增噪声：

$$F = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{\delta_{\text{out}}}{\delta_{\text{in}}}} \quad (5-56)$$

式中： δ_{in} 为倍增寄存器输入电荷的方差； δ_{out} 为倍增寄存器输出电荷的方差； G 为平均总增益。

由式(5-56)可以看出，在其他噪声不变的情况下，总增益 G 稳定可控是减小倍增噪声的关键。

EMCCD 器件的输出信号噪声包括输出放大器噪声、光激发信号的泊松散粒噪声、暗信号的散粒噪声以及其他寄生信号源，这些噪声都因倍增过程而改变。随着倍增增益的增加，输出放大器的噪声就越越来越小，仅留下了信号和暗信号的散粒噪声，而这种噪声随倍增过程而增加。这种增加可以通过过剩噪声系数 F 进行描述。

4. 主要性能指标

1) 平均增益

在图 5-19 中， ϕ_2 与 ϕ_{dc} 之间电势差形成的电场强度 E 决定了 ϕ_2 电极下碰撞电离的概率，或者说决定了二次电子的浓度，或者说电子的片上放大的增益。当然，增益的大小也受到器件温度的影响。

若倍增单元数为 N ，每个单元的因碰撞电离而形成二次电子的概率为 g ，则总的电荷增益为

$$M = (1 + g)^N \quad (5-57)$$

若增益寄存器的单元个数 $N = 512$ ，每个单元的碰撞电离的概率为 1.4%，则总的电荷增益 $M = (1 + 0.014)^{512} = 1234$ 。

2) 最佳工作模式

非反转模式(NIMO)下，热噪声较大，反转模式下，CIC 明显。选择哪种模式，能够最大限度地得到低噪声输出，需要考虑工作温度和积分时间这两个因素。

在长时曝光过程中，热电荷占据暗电流的主要部分；在短时曝光的过程中，CIC 占据暗电荷的主要部分。CIC 被认为是 EMCCD 中的剩余检测限，并且必须最小化，选择恰当的工作时钟是实现这一目标的关键因素。

仅考虑热噪声和 CIC，器件总的噪声为

$$D(T) = S_D(T)t + mC(T) \quad (5-58)$$

式中： t 为积分时间； m 为水平转移的总次数； T 为工作温度。

非反转模式的总噪声 $D_I(T)$ 与反转模式的总噪声 $D_N(T)$ 作为临界条件，结合式(5-58)可以得出以下结论：

$$t_c = \frac{mC_I(T) - mC_N(T)}{S_N(T) - S_I(T)} \quad (5-59)$$

也就是说，积分时间大于 t_c ，最佳工作模式是反转模式；积分时间小于 t_c ，最佳工作模式是非反转模式。实际应用中，由于器件通常会被制冷而工作在低温条件下，因此非反转模式成为最佳的工作模式。

3) 信噪比

信噪比决定了 EMCCD 的探测能力。由于有效信号会经过倍增结构被放大,假设入射到 EMCCD 光敏面的光子数为 S_p 、EMCCD 的量子效率为 Q_E 、倍增寄存器的平均总增益为 G 、EMCCD 总噪声为 σ ,则 EMCCD 产生的信噪比为

$$\text{SNR} = \frac{S}{\sigma} = \frac{S_p Q_E G}{\sqrt{F^2 G^2 (\sigma_p^2 + \sigma_d^2 + \sigma_c^2) + \sigma_r^2}} \quad (5-60)$$

式中: F 为噪声因子; G 为平均总增益; σ_p 为光子散粒噪声; σ_d 为暗电流噪声; σ_c 为时钟感生电荷噪声; σ_r 为放大器读出噪声。

由式(5-60)可知,EMCCD 信噪比主要和入射光子数 S_p 和平均总增益 G 有关。当光照条件差时,读出噪声是主要噪声来源,但将总增益 G 变大,就会减小读出噪声对信噪比的影响。当光照条件较好时,入射光子量 S_p 变大,光子散粒噪声成为主要噪声来源,此时应该减小倍增增益来减小噪声因子 F 。

因此,并不是在所有情况下都可以通过提高增益来提高信噪比,应该在合适的光照条件下选择合适的倍增系数,使得 EMCCD 相机达到最大信噪比。

4) CCD 器件的比较

从表 5-5 可以直观地看出三种 CCD 器件的性能,其中 EMCCD 在信噪比方面具有明显的优势,ICCD 在伪噪声方面具有优势但在量子响应效率方面劣势十分明显。

两类 CCD 的光谱响应特性如图 5-22 所示,可以看出基本覆盖近紫外、可见光和近红外波段。峰值响应位于可见光波段。

表 5-5 三种 CCD 成像器件比较

特性参数	理想值	CCD	EMCCD	ICCD
全称	—	电荷耦合器件	电子倍增 CCD	增强 CCD
量子效率/%	100	93	93	50
读出噪声	0	10	60	20
增益	1	1	1000	1000
寄生噪声	0	0.05	0.05	0
暗噪声	0	0.001	0.001	0.001
噪声因子	1	1	1.41	1.6

来源: <https://www.rfwireless-world.com/Terminology/CCD-vs-EMCCD-vs-ICCD.html>。

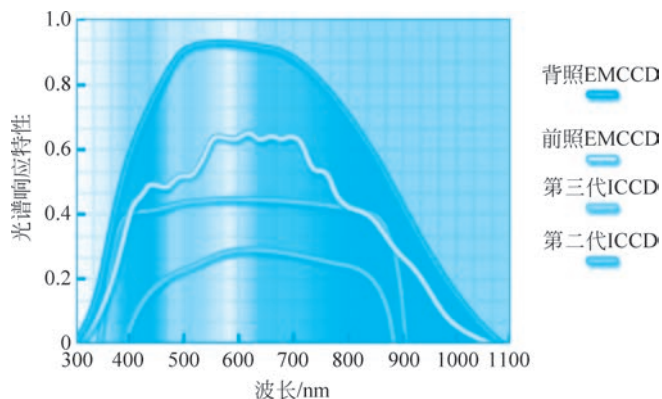


图 5-22 两类 CCD 的光谱响应特性

5.4 雪崩光电二极管

雪崩光电二极管(一般简称为“雪崩二极管”或 APD)是一种固态器件,它是当前主流的实用化单光子探测器。工作在击穿电压以下,即线性模式下的器件称为 APD;工作在盖革模式下,即加在二极管两端的反向偏置电压(简称“偏置电压”)大于其击穿电压的器件称为 SPAD。为了便于描述,本节将线性模式 APD 和盖革模式 APD,一般统称为 APD 器件,只有某些特定指向的情况下,称作 Gm-APD 或 SPAD。

从组成的材料来看,主要有用于可见光波段探测的硅 APD、用于通信波段探测的镓钢砷/磷化钢(InGaAs/InP)APD、1300nm 波段探测的锗(Ge)APD、红外波段探测的碲镉汞(HgCdTe)APD 以及用于探测紫外光的碳化硅(SiC)和氮化镓(GaN)等材料的 APD。硅 APD 已经非常成熟,在 650nm 波长的探测效率可达 65%以上,暗计数最低只有每秒几十个,时间分辨率一般小于 400ps。近年来,用于通信波段光探测的镓钢砷 APD 及与其相关的淬灭电子学得到迅速发展,出现性能较好的 APD 和成熟的探测器产品,在通信波段的探测效率可达到 20%以上。相比于超导单光子探测器,半导体单光子探测器在实用化上有巨大优势,如体积小、成本低、易于系统集成、无须超低温制冷等,更适用于实用化。

5.4.1 雪崩光电二极管的物理机制

图 5-23(a)所示, $I-V$ 特征曲线是描述光电二极管电学与光电特性的直观方法。根据二极管两端施加的偏置电压情况,可以沿着横坐标(电压坐标)将此曲线分为正向区、反向区和击穿区。图 5-23(b)所示,当偏置电压大于击穿电压(V_{bd})时,处于击穿区的二极管存在亚稳态,从亚稳态到击穿损毁的阶段是一个动态的过程。在亚稳态的状态下,只要二极管耗尽区域没有载流子存在,就能够对二极管施加高于击穿电压的过偏置电压。

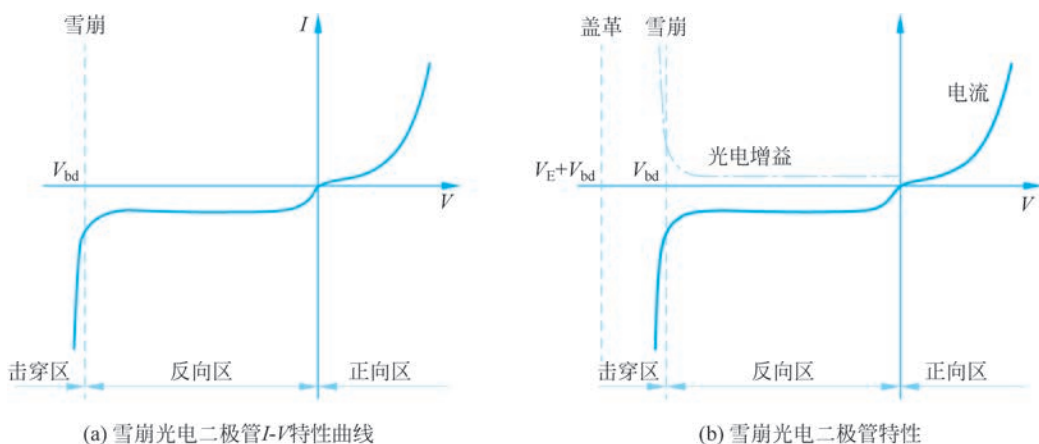


图 5-23 雪崩光电二极管的 $I-V$ 特征曲线

在反向偏置的电场强度足够大的情况下,一旦有载流子注入耗尽区域,载流子的漂移运动被电场加速,并在运动中引起碰撞电离,产生新的可自由移动的电子-空穴对。碰撞电离将产生大量的“二次电子”,使二极管发生可逆的电击穿。这一过程形象地称为“雪崩”。

若引发雪崩的载流子的注入是通过光激发的方式完成的,二极管即可实现对光子的探测,则称为雪崩光电二极管。探测单光子的雪崩光电二极管本质上是一个工作在亚稳态的PN结。在PN结两端加上略高于反向击穿的过偏置电压保持电击穿的状态,当光子入射到二极管上时,会触发雪崩,此时的电压称为雪崩电压。雪崩信号发生的概率遵循碰撞电离过程的统计规律,并且取决于电场、材料和环境条件因素。如果电场强度足够高,电子和空穴能够产生显著的电离效应,雪崩过程将会自动维持下去,此时的雪崩光电二极管工作在盖革模式。

为了防止器件因雪崩效应被损坏,APD必须配备雪崩淬灭和复位机制,淬灭电路适时地中断雪崩过程。以“高压反向偏置”为基本条件,通过“光激发-雪崩-复位”,雪崩光电二极管完成了一次对单光子的探测。

(1) **等待状态**: 高压反向偏置形成耗尽区,为光激发创造条件。

在高压反向偏置作用下的PN结,其耗尽区可以自由移动的载流子被完全驱离,电荷大量扩散消失,在PN结的中间位置构筑起很强的内建电场。由于耗尽区没有任何的自由移动的载流子,因此不会发生碰撞,自然也不会有电离现象的出现。PN结将保持在此状态,直到出现事件,例如入射的光子激发或者热激发——在耗尽区或耗尽区附近,激发形成电子-空穴对。

(2) **光激发**: 光子注入,至少形成一个自由移动的载流子。

由于光子的注入,在耗尽区激发生成新的自由移动的载流子(光生电子)。光生电子生成后有可能发生四种情况:①所有载流子都漂移出耗尽区而不会引起电离,甚至可能漂移通过倍增区域的某些部分而不会电离;②初始的载流子或已经电离生成的载流子确实发生了电离,但是所有载流子都迁移出了耗尽区而没有达到足够数量以触发雪崩;③大量的载流子被电离,雪崩过程发生;④可能产生了足够的电离,但是其他过程开始控制着雪崩的动态。电离产生的载流子总会存在一定概率触发不了雪崩,一旦载流子的数量达到一定阈值,①、②这两种临界情况的概率就很小,可以忽略不计。光子触发雪崩的过程,最好是在其他激发方式(如热激发)出现之前完成,这样才能够实现对光子的探测。

(3) **雪崩**: 电场驱动光生电子高速运动,碰撞其他载流子,引发连锁的电离。

雪崩过程可以从能带和能量的角度理解,如图5-24所示,电子1在强电场中被加速,动能不断增加,当它新获得的能量 ΔE_k 大于禁带宽度 E_g 时,如果它在运动路径中与另一个价带上的电子碰撞,其多余的能量被释放、传递,使得这个价带的电子跃迁至导带,从而产生一颗新的自由电子(图中的二次电子2,同时也产生空穴2)。主动碰撞的电子和被碰撞生成的电子在电场中都被加速,直到它们从电场中新补充能量足够大时,又会产生新的二次电子(电子3和空穴3、电子4和空穴4)^①。这个能量转移的过程不断重复

① 同样的情况也适用于空穴,空穴本身也能产生额外的电子-空穴对。

并且导致了电荷对的级联产生,有效地将输入电荷对的数目快速倍增,从而产生大量的电荷。整个倍增的过程很大程度上取决于有效的电场值。

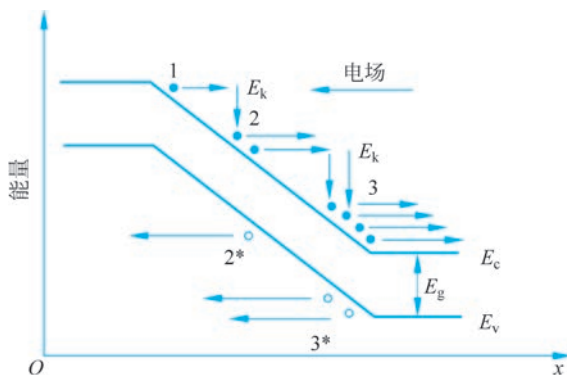


图 5-24 二极管能带与碰撞电离

雪崩光电二极管的倍增或者说雪崩过程是碰撞电离效应引起的,在 PN 结上的初始电离发生在一个很小的区域^①,随后不断扩大电离区域,自由载流子的数量在短时间内急速增加。雪崩效应产生的自由载流子数随时间的变化可以用下列方程表示:

$$\frac{dc(t)}{dt} = 2c(t) \left(v_s \bar{\alpha} - \frac{v_s}{z_d} \right) \quad (5-61)$$

式中: $c(t)$ 为自由载流子总数; v_s 为载流子渡越的饱和速度; z_d 为耗尽区宽度。

雪崩效应实际上是一个概率过程,可以用载流子电离概率描述;电子与空穴的电离系数相同时,设半导体中的“平均离化率”为 $\bar{\alpha}$,它是一个与电场相关的变量^②。在单边 PN 结中,电场强度随着所施加电压的平方根而变化:

$$\bar{\alpha} = z_d A_\alpha^2 e^{-\left(\frac{v_{bd}}{|V|}\right)^{1/2}} \quad (5-62)$$

式中: v_{bd} 为击穿电压; z_d 为耗尽区宽度,随所加偏压大小而变化; V 为 PN 两端施加的电压,可以表示为

$$V = V_b - IR_{sc} = V_b - qAv_s c(t)R_{sc} \quad (5-63)$$

式中: q 为电子电荷数; v_s 为载流子渡越的饱和速度; V_b 为偏置电压; A 为耗尽层截面积; R_{sc} 为空间电荷电阻; $c(t)$ 为自由载流子浓度; m 和 A_α 为常数,取决于材料特性,就硅而言,这两个常数分别为 1 和 10^7 cm^{-1} 。

联立式(5-61)~式(5-63),解微分方程即可得出 APD 的自由载流子总数 $c(t)$ 。微分方程的边界条件: $t < 0$ 时, $c(0) = 2 \text{ cm}^{-3}$; $t = 0$ 时, $c(t) = 0$ 。

另外,整个雪崩过程的传播借助于倍增辅助和光子辅助两个机制。

在小尺寸的二极管器件中,倍增辅助机制占主导。倍增辅助传播是载流子在平面扩散而产生的,其传播过程依靠载流子在平面的扩散运动。在一个小尺寸的平面型二极管

① 有的情况下,扩散会使载流子运动到较远的距离,但是发生的概率很低,可以忽略不计。

② 平均离化率的一般表达式: $\bar{\alpha} = A_\alpha e^{-\left(\frac{\alpha}{|\mathcal{E}(V)|}\right)^m}$, 式中, $V = V_b - qAv_s c(t)R_{sc}$ 。

中,雪崩传播的速度可以达到约 $2.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$ 。在二极管被淬灭之前,雪崩的过程会跨越整个耗尽区,并且器件的寄生电容越大,越有利于雪崩的传播。

在大尺寸的二极管器件中,光子辅助机制占主导。光子辅助传播是复合过程所产生的光子引起的,其传播过程通过复合产生的光子实现。雪崩的传播与淬灭是不可分离的,两者同时发生,因此,可以被等效成有限数量的小尺寸二极管。最后,当倍增区中的自由载流子小于一定的阈值时,可以认为雪崩过程传播结束。二极管被重新偏置于电击穿状态,等待下一次雪崩到来。

击穿区域可以进一步分为线性模式和盖革模式区域。二极管两端施加的偏置电压低于击穿电压,则器件工作在线性模式,称其为线性雪崩光电二极管(简称 APD); 二极管两端施加的偏置电压高于击穿电压,则器件工作在盖革模式,称其盖革模式 APD(即 Gm-APD,简称 SPAD)。

在线性模式下,当电场足够强时,自由移动的电子可以引起显著的电离,而具有相同能量的空穴不能进行电离。与半导体中的空穴相比,电子具有更高的电离系数,因此,电子比空穴向倍增区域漂移要多。

在盖革模式下,由于电场强度很高,电子和空穴都会引起大量的电离,耗尽区中的单个载流子就能产生巨大的雪崩电流。不断流过二极管耗尽区的载流子电荷会降低电场强度(这种现象称为“空间电荷现象”),并限制 PN 结的电流。由于许多二极管的电场都并不是均匀分布,在耗尽区不同位置的载流子的雪崩触发概率不同。能够发生电离的区域称为倍增区,也称为雪崩区,占耗尽区的 95% 以上。

(4) **复位**: 中断电离的发生,PN 回归平静。

雪崩过程会产生大量的热量,如果任由雪崩过程不受抑制地继续下去,过高的雪崩电流伴随的自加热现象会导致 APD 的热量上升,必将导致器件过热而损坏。特别是对于 Gm-APD,需要在恰当的时刻终止雪崩继续发生。况且,APD 的自加热会提高击穿电压,击穿电压的提高导致 APD 偏置电压的降低,从而降低光子的探测概率,所以从光子探测效率的角度考虑,也要尽量避免器件的温度上升。

由于 PN 结内的“空间电荷现象”会在一定程度上抑制雪崩过程,过偏压随着寄生电容和熄灭电路两端电压的增加而开始下降,直到降低至击穿电压以下,雪崩熄灭。这一过程需要在外围辅助电路的配合下完成。除了淬灭雪崩的功能外,辅助电路的另一项任务是快速地使 PN 结两端的工作电压恢复到高于击穿电压以上的水平,对 PN 结再充电使其恢复到“等待状态”,为再一次接收光激发创造条件,以保证能继续探测到下一个光子。辅助电路的这两个功能分别称为淬灭和恢复(图 5-25),

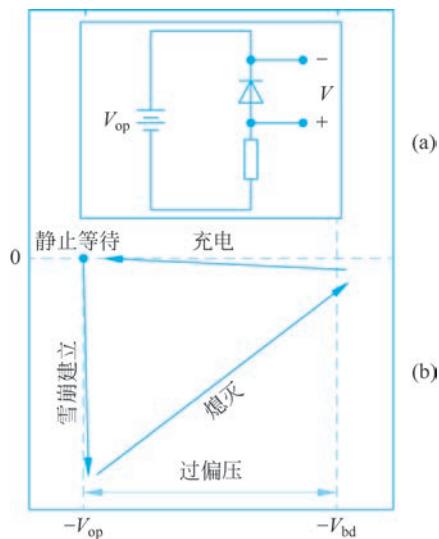


图 5-25 APD 的淬灭和恢复

因为这两个方向相反的功能,辅助电路既可以称作淬灭电路也可以称作复位电路。本书仅以淬灭电路称之,以避免不必要的混乱。

淬灭和恢复都有一定的时间。从淬灭开始直至反向偏压低于击穿电压的时间称为抑制时间,从淬灭结束到恢复成雪崩工作状态下的时间称为恢复时间。这两个时间是衡量 APD 器件本身和 APD 外围控制电路设计优劣的重要因素。淬灭电路通常有主动淬灭模式和被动淬灭模式。在主动模式中,采用有源电路来控制这一过程;在被动模式中,雪崩电流通过采用镇流器电阻器件的被动方式控制这一过程。

雪崩光电二极管的雪崩过程是一个动态过程,图 5-26 给出了雪崩光电二极管的电压下降值与时间之间的关系。在雪崩建立阶段,电压下降相对较少,在雪崩熄灭阶段电压下降非常明显。一旦电压下降到与过偏压相同时,电离过程便结束。在二极管中,这个过程大约 1ns,在充电阶段,电压恢复到 0。

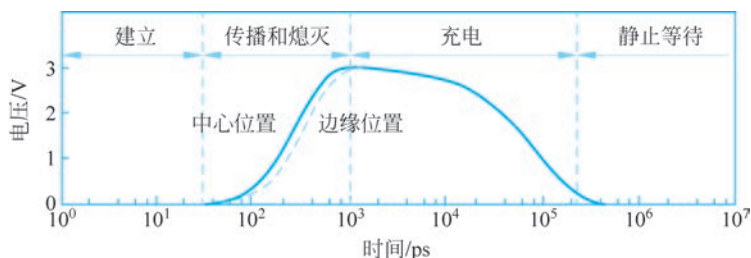


图 5-26 文字描述

5.4.2 雪崩光电二极管器件

1. 光电材料

APD 材料主要有硅(Si)材料和钢镓砷(InGaAs/InP)材料。硅材料广泛应用于微电子领域,材料的获取和加工工艺都是比较成熟的。材料的光谱响应范围为可见光与近红外光,在 850~950nm 有较高的响应度,适合制备响应较小波长的探测器件,特别是可见光、近红外波段的探测器件^①。钢镓砷在长波长的通信波段(1310nm 和 1550nm)应用广泛,材料的制备工艺成熟、工艺成本也逐渐下降。具有窄带隙结构的钢镓砷材料,其响应波长在长波段 1100~1700nm 探测效率较高。这种异质结以 InGaAs 作为光吸收层,以 InP 作为倍增层,高量子效率、低暗电流,适合于高雪崩增益的 APD 器件,特别适合于人眼安全波长(1.55 μ m)的激光雷达的应用。

基于钢镓砷材料的敏感材料还有其他几种,比较常用的是 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$,选择 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 作为光吸收层,InP 作为倍增层。 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料是直接带隙半导体,在大气通信窗口的波长(1.31 μ m 和 1.55 μ m)处均有较高的吸收峰值,是目前光探测器吸收层首选材料。 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 介电常数小,减小 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 耗尽层的厚度,可以得到与锗光电二极管相同的量子效率和电容,因此可以预期 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 光二极管具有高的效应和响应。电子和空穴的离化率比率 k 不是 1,即 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ APD

^① 锗(Ge)材料在锗光纤通信中应用广泛,材料的制备工艺较复杂,响应波段为 400~1700nm,电子和空穴的离化率比率 k 接近 1,本身噪声较大,不适用于高性能探测器的应用。

噪声较低。另外, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 是典型的异质结构材料, 与 InP 晶格完全匹配, 极易外延生长高带隙窗口层。

2. 器件结构

雪崩光电探测器和单光子雪崩光电二极管都有两种类型结构:

(1) 通达型: 如图 5-27(a)所示, 雪崩光电探测器 APD 采用 $\text{P}^+-\pi\text{-P-n}$ 结构。 π 层是 P 型轻掺杂区, 当光从基底照射, 较低的 π 层吸收光子。施加反向偏压时, 耗尽区就从阴极延伸到阳极。其耗尽区很长, 达到 $20\sim 100\mu\text{m}$, 倍增区位于 P/N^+ 结的深处。由于倍增区较深, 它能够吸收近红外波段的光子能量(就硅半导体材料而言); 由于光电子通过漂移到达倍增区, 通常可测量的时间不确定性增强。

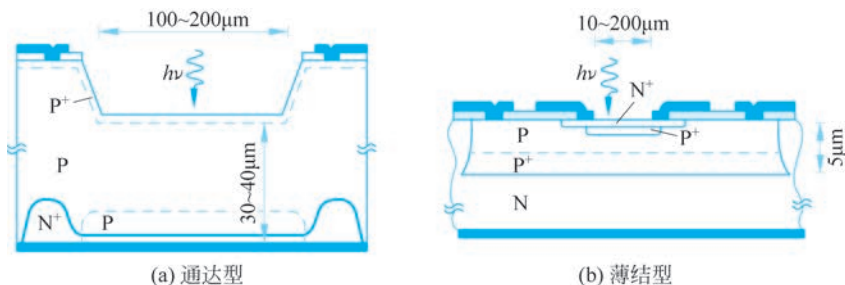


图 5-27 雪崩光电二极管的结构

光敏面通过离子注入获得, 面积很大, 直径大约为 $200\mu\text{m}$ 。与先前平面结构的强场区定义类似, 先进行离子注入再进行扩散, 成一个 PN 结, 这种结构的边缘击穿抑制是通过在 PN 结外再进行一次扩散, 形成一个轻掺杂区, 形成一个保护环, 这样就能抑制边缘击穿。厚结型单光子雪崩光电管的特点是探测效率非常高。

(2) 薄结型: 如图 5-27(b)所示, 采用浅表层或中等深度的 P 型层或 N 型层组成高压 PN 结, 抑制早期边缘击穿效应; 其耗尽区一般比较小, 约为 $1\mu\text{m}$, 故称为薄结型雪崩管, 又称“双外延”结构。这种结构与平面 CMOS 工艺兼容。在 N 型衬底上生长一层 P^+ 型的外延层, 再生长一层 P 型层, 再离子注入和扩散形成一个高场区的 PN 结(图中的 P^+-N^+ 层, 为了便于描述, 称其为“高压结”), 与“反向结”(图中的 P^+-N 层构成的 PN 结)相对应。反向结将光在衬底产生的光生载流子隔离开来, 使其进入不了高压结, 极大地提高雪崩光电管的时间分辨率, 其时间分辨的半宽度甚至能好于 30ps 。

两类结构的 APD 器件性能和工艺见表 5-6。

表 5-6 两类结构的 APD 器件性能和工艺

性能	结厚度	击穿电压/V	感光区域/ μm	探测效率/%	暗计数	时间分辨/ps	工艺
通达型	数十微米	200~500	100~500	50~70	数十	<350	较复杂, 成本较高, 难以阵列化
薄结型	几微米	10~50	10~150	相对低		<100	工艺简单, 成本低, 易于集成化

3. 敏感单元结构

直观设想的 APD 结构就是简单的 PN 结,但 PN 结并不能达到预想的雪崩目的。于是,通过结两端的重掺杂形成倍增区,实现对光电流的放大,但是其热噪声引发的暗电流足以淹没信号。最终,研究者发展出了吸收区和倍增区分离的结构(吸收区-电荷区-倍增区分离结构,SAGM)。

InGaAs 带隙较宽较窄(0.75eV),对光波响应频谱较宽,是吸收光子能量的理想材料,因此作为吸收区材料。InP 带隙较宽(1.35eV),在较高电场(5×10^5 V/cm)下不容易被击穿,因此通常作为增益区材料。两种材料各自发挥优势,分别形成分离的吸收区和增益区结构。

这种结构促使 InP 层中的 PN 结向 InGaAs 层外延耗尽区。当光子到达 APD 器件时,光子穿过 InP 层,在窄带系 InGaAs 层被吸收,产生电子-空穴对。InP 中空穴有较高的碰撞电离效率,当器件两端加上反向偏置电压时,内部产生足够大的电场引发 InP 层中发生碰撞电离效应,光子空穴被加速运动至倍增区。

这种分离结构明显的缺陷是吸收区和倍增区价带不连续,价带的差值减缓了空穴从窄带系 InGaAs 层向宽带隙 InP 层移动的速度。InGaAs 和 InP 的带隙在价带上大约有 0.4eV 的能级差,这使得 InGaAs 吸收层中产生的空穴向 InP 倍增区运动的过程中,在异质结边缘受到阻碍,运动速度大大减小。为此,在两种材料之间加入一层较薄的过渡层,如图 5-28 所示。过渡层材料 InGaAsP 的带隙介于两者之间,使得两边的价带变得较为连续,空穴在结间的渡越时间缩短,从而有效地缩短了 APD 的响应时间。

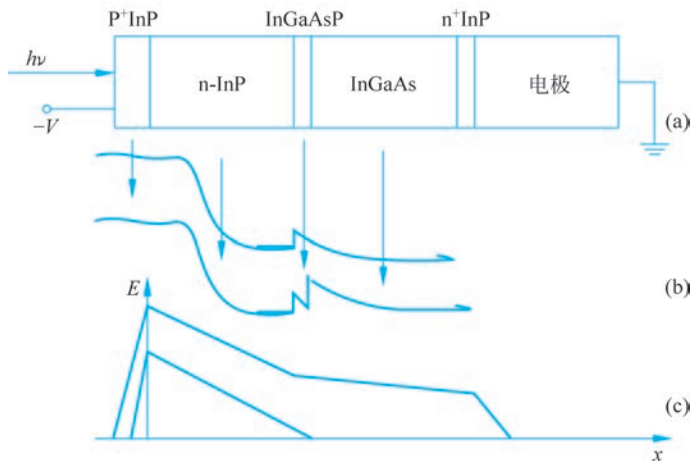


图 5-28 InGaAs/InP 结构简图及电场分布

对于现有的 InGaAs/InP 雪崩光电二极管,光子在窄带隙的 InGaAs 层被吸收,越过异质结的光生空穴到达高电场的倍增区,形成反向光生电流,而不能越过异质结的光生空穴在异质结价带不连续性所形成的异质势垒的阻碍下产生堆积继而再复合。异质结上电场的存在能降低这个势垒的高度,从而提高空穴穿越异质结的概率。因此,需要给异质结雪崩光电二极管加上一定的反偏压,才能在雪崩光电二极管中产生不可忽略的电

流。随着反向偏压的增大,光生电子和光生空穴在电场作用下不断向两端移动,在 APD 内部会形成两个高电场区与漂移区,电场分布如图 5-28 所示。

当 APD 两端的反向偏压较低时,APD 工作在线性模式下,载流子在通过耗尽区时被加速,从而产生碰撞电离效应。雪崩模式下的增益一般为 $10\sim 200$,且与反偏电压具有较好的线性关系,输出电流值大小与入射光子能量成正比,适合于对灵敏度要求较高且需要快速响应时间的应用领域。

当偏置电压超过击穿电压值时,进入盖革工作模式,光生电子的数目快速地成倍增长,只需要几个原始载流子就能产生自持雪崩电流。雪崩电流的幅度仅与器件两端的电压和与器件相连的任意外电阻有关,对入射光子的响应是“事件”响应,无法定量测量光子数量。APD 的三种工作模式如图 5-29 所示。

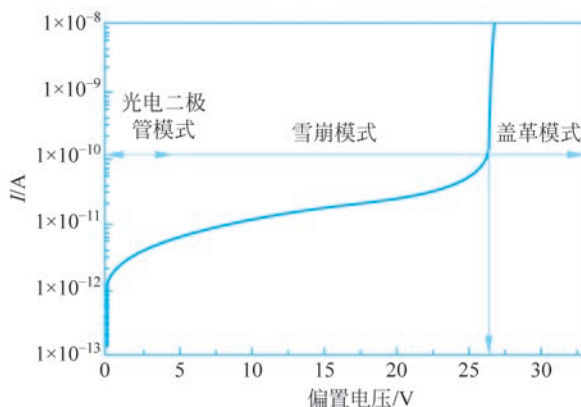


图 5-29 APD 的三种工作模式

表 5-7 给出了光电二极管模式、雪崩模式和盖革模式的性能参数比较。

表 5-7 光电二极管模式、雪崩模式和盖革模式的性能参数比较

性能参数	光电二极管模式	雪崩模式	盖革模式
动态范围	nW~mW	pW~mW	pW
响应时间	μs	ns	<100ps
暗计数	N/A	N/A	100cps

4. 等效电路

Gm-APD 等效电路模型如图 5-30 所示,其中,入射辐射生成的光生电流 I_p 由理想的电流源表示,D 表示为理想的二极管, V_d 表示二极管两端电压, I_d 表示流过二极管的电流, I_{sh} 表示流过并联电阻的电流, V_o 和 I_o 分别表示输出电压和输出电流。结电容 C_d 、并联电阻 R_{sh} 和串联电阻 R_d 分别用电容和电阻模型化。

光生电流 I_p 与每秒入射的光子数,即光功率 P 成正比,可以表示为

$$I_p = \frac{\eta q}{h\nu} P \quad (5-64)$$

式中: η 为光电探测器的量子效率。

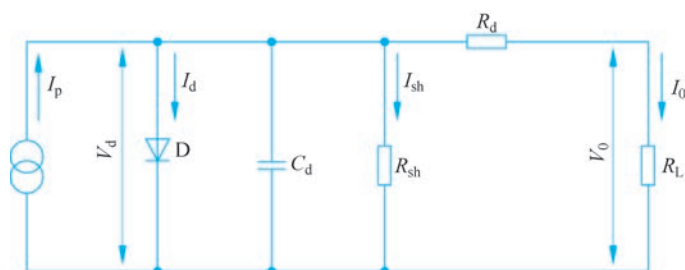


图 5-30 Gm-APD 等效电路模型

因为反向偏置电压提高将增加耗尽层宽度,所以结电容随着偏置电压的变化而变化,当提高反向偏置电压时,结电容将降低。结电容为

$$C_d = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{W} \quad (5-65)$$

式中: ϵ_r 为半导体的相对介电常数; ϵ_0 为真空的介电常数; A 为耗尽区的横截面面积; W 为耗尽层的宽度。

并联电阻 R_{sh} 可以通过测量得到。电路可能会存在分布电容,它包括焊盘电容、封装电容和其他杂散电容等,同样可以通过测量得到。

5.4.3 雪崩抑制电路

由前述的分析可知,盖革模式下的 APD 器件 Gm-APD 在发生雪崩倍增、产生持续电流的情况下,需要抑制电流的不断增大,以免器件损坏。一方面,通常是降低二极管两端的工作电压,使其低于击穿电压,就控制住了发生雪崩的继续发生,这一过程称为淬灭。另一方面,在淬灭发生后,为了让器件能够尽快恢复、继续探测下一个光子,必须使其两端的工作电压恢复到高于击穿电压以上的水平,这一过程称作复位。

用图 5-31 的 $I-V$ 曲线可以直观地表现 APD 的淬灭和恢复过程。

(1) Gm-APD 的初始偏置电压加载至大于击穿电压 V_{bd} 的 A 点,此时,APD 处于亚稳态,又称作准备状态。它将保持此状态,直到光子注入激发光生载流子,引发雪崩。

(2) 雪崩发生后,类似于处于无穷大的电流放大状态,宏观上输出大电流脉冲(从 A 到 B)。

(3) 外围抑制电路检测到大电流输出,开启一支电路,将器件两端的偏置电压降低(从 A 到 C),SPAD 的输出电流也跟随偏置电压的变化而减小(从 B 到 C)。

(4) 一定时间后,偏置电压再次恢复(从 C 到 A),SPAD 再次准备探测单个光子。

APD 的淬灭方式有被动淬灭和主动淬灭。

1. 被动淬灭

被动淬灭的电路设计非常简单,如图 5-32(a)所示,在 APD 两端分别串联一个大电阻 R_L 和一个小电阻 R_s ,从小电阻 R_s 端输出信号。其等效电路如图 5-32(b)所示, R_d 为 APD 本身的体电阻, C_d 为 APD 自身结电容(两者值的大小取决于 APD 内有源区耗尽层的厚度和面积), C_s 为电路的分布电容(大小取决于电路器件的选取和设计), V_H 为 APD

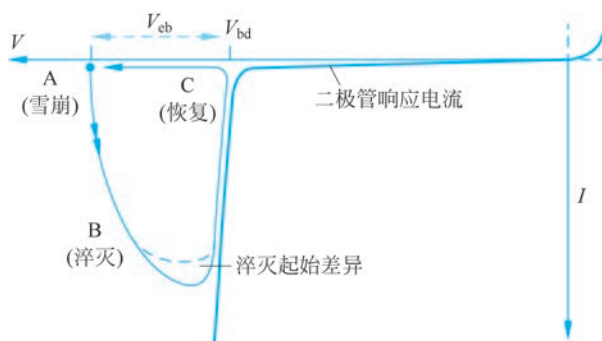
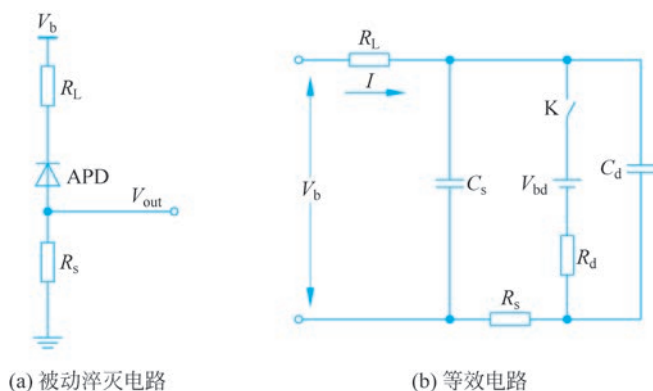
图 5-31 光子探测过程的 I - V 特性曲线

图 5-32 被动淬灭电路

两端所加的偏置电压, V_{bd} 为 APD 的击穿电压。

开关 K 表示 APD 的工作状态。电路中没有电流流过, 相当于开关 K 断开, APD 处于等待状态, 电路无输出。当有光子到达时, 该光子被处于等待状态的 APD 接收, 开关 K 闭合, 电容 C_d 和 C_s 通过电阻 R_d 与 R_s 放电, APD 的端电压降为比击穿电压值低一些, R_s 上产生一个计数脉冲信号。当 C_s 上的电压继续下降, 降到与 APD 两端的电压一致时, 流经 APD 的电流小于 APD 的熄灭阈值, 雪崩停止, 开关 K 再次断开。雪崩停止后, 偏置电压 V_b 开始通过大电阻 R_L 给 APD 和电容 C_s 充电, 充电状态结束后, 电路又回到初始的等待状态。

为了成功抑制雪崩, 需要有足够大的负载电阻 R_L , 它的作用是降低 APD 两端的偏置电压, 使其小于击穿电压:

$$R_L > \frac{V_b - V_{bd}}{I} \quad (5-66)$$

C_d 和 C_s 充电和放电时间分别为抑制时间 T_q 和恢复时间 T_r :

$$T_q = R_d \times (C_d + C_s) \quad (5-67)$$

$$T_r = R_L \times (C_d + C_s) \quad (5-68)$$

抑制时间与恢复时间之和通常称为“死时间”, 因为只有 APD 两端的驱动电压重新

高于击穿电压, APD 才准备就绪, 可以探测下一个光子。被动抑制的方式下, APD 的响应过程是比较漫长的, 有几十微秒的时间。驱动电压在上升过程中必定会经过击穿电压的阶段, 这个阶段如果有光子到达, 则会产生雪崩信号; 但是, 由于偏置电压还没达到击穿电压以上的水平, 这个光子引起的雪崩信号的幅度要小一些。显然, 对于希望以雪崩方式工作的探测系统而言这是没有益处的。尽量缩短“死时间”是 Gm-APD 的主要任务之一。

由式(5-66)和式(5-68)不难看出, 有效抑制雪崩和缩短死时间, 这两个目标对 R_L 的要求是相互矛盾的。

2. 主动淬灭

为了克服被动淬灭电路中恢复时间长和暗计数高的缺点, 人们提出了主动淬灭方式, 通过外围电路快速地控制 APD 两端的电压变化, 达到快速抑制雪崩和快速恢复等待状态。其基本方法是淬灭阶段和恢复阶段的初期都避开 R_L 的大电阻的影响, 如图 5-33 所示。APD 大电流输出后, 开关 K_Q 接通 V_Q , APD 两端电压下降到 $V_H - V_Q$ 完成淬灭控制; 淬灭阶段结束后, K_Q 断开。接下来进入复位阶段, 开关 K_Q 接通零电位, APD 充电, 恢复到高电压反偏状态; 随后, K_Q 断开, APD 通过电阻 R_L 接地。电路的淬灭时间和复位时间, 至于 APD 的体电阻、结电容、开关管的动态电阻和结电容决定, 只要选择的器件合适, 配合低延时电压比较电路, 可以大大缩短电路的死时间。

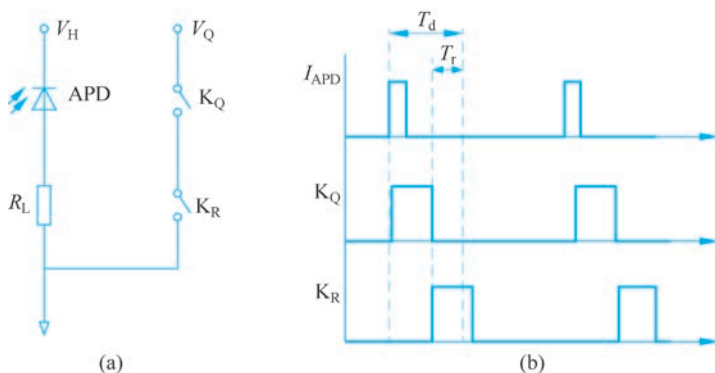


图 5-33 主动淬灭电路基本思想

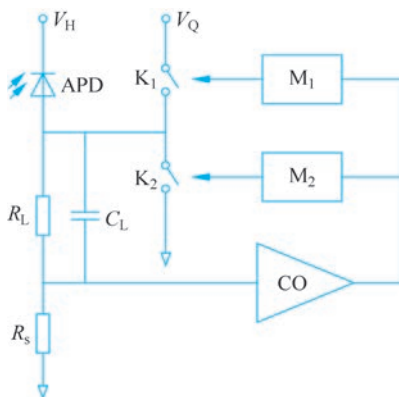


图 5-34 主动淬灭电路

根据这一基本思想可以设计出多种主动淬灭电路, 图 5-34 和图 5-35 给出了几种具体的电路, 它们是主动淬灭方法的具体电路形式。

如图 5-34 所示的主动淬灭电路, 开关 K_1 、 K_2 分别是主动淬灭和快速恢复控制。它们分别由触发器 M_1 、 M_2 的脉冲控制, 触发器输出的高电平接通开关、低电平切断开关。当 APD 发生雪崩时, R_s 两端的电压升高、触发电压比较器 CO 的输出电压反转, 接通开关 K_1 , 使 R_L 上端电压上升为 V_Q , SPAD 两端电压下降到 $V_H - V_Q$ 。选择合适的电压

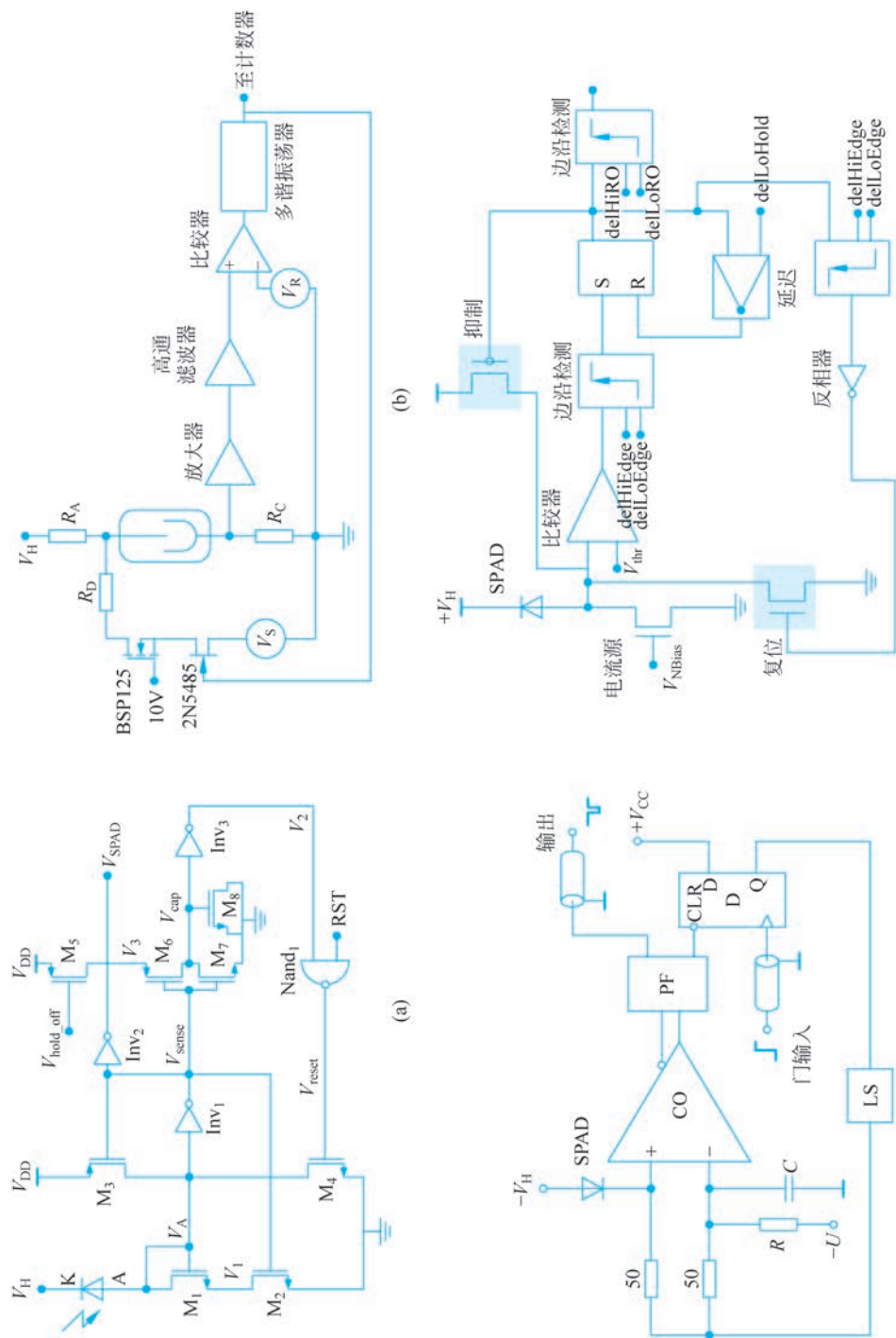


图 5-35 几种主动淬灭电路方案

值 V_Q 可以使 $V_H - V_Q$ 低于雪崩阈值电压,加速雪崩的淬灭,随后触发器 M_1 高电平脉冲降为低电平,切断开关 K_1 。APD 的雪崩过程淬灭后, R_s 两端的电压降低、再次触发电压比较器 CO 的输出电压反转,接通开关 K_2 、电路切换为 SPAD 与 K_2 串联,通过 K_2 快速充电,将 SPAD 两端电压恢复到 V_H 。这两个过程完成后,切断开关 K_2 ,将电路重置到 SPAD 与 R_L 串联的状态,等待下一个入射光子。

可以看出,这种模式下的淬灭时间可以通过设置参考电压 V_Q 来控制,调节使 $V_H - V_Q$ 低于雪崩阈值电压几伏,既可以保证彻底淬灭雪崩,又能够防止快速恢复时被再触发;同时,快速淬灭减少了每次雪崩产生的电量,在一定程度上减少了后脉冲的个数。另外,开关 K_1 和 K_2 都可以通过精密的时序电路来控制,这也增加了电路设计的灵活性。主动淬灭最大的优点是响应速度快、后脉冲数少、计数率高,常用于要进行连续探测的情况下。该电路实测的死时间为 120ns。

3. 混合淬灭模式

将被动淬灭电路与主动淬灭电路联合,如图 5-36 所示。当有光子到达时,电路中的电容通过 R_L 放电,被动淬灭过程开始。这时,快速传感模块探测到 R_s 两端的电压,主动抑制电路启动,通过外围电路闭合抑制开关 K,将 APD 的阴极电位迅速降为零,加快了抑制雪崩的速度。APD 的雪崩过程被抑制后, R_s 两端电压下降,电压比较器输出脉冲触发单稳态复位电路,断开抑制开关 K。通过 R_L 将 APD 的阴极电压置于 V_{bias} , APD 再一次处于等待状态,为下一次光子探测做好准备。

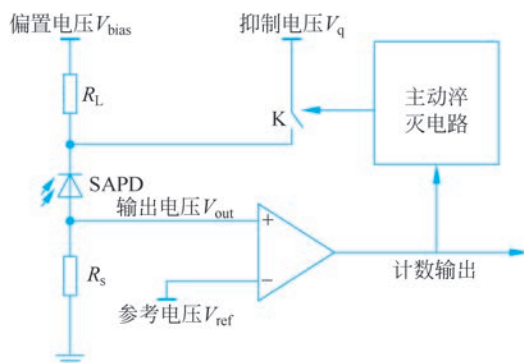


图 5-36 混合淬灭电路

基于上述三类设计思想,有多种具体的实现电路形式。图 5-37 为快速响应的混合淬灭电路,实测的死时间都在 6ns 以内。

5.4.4 阵列型 APD 器件

1. 整体结构

阵列型 APD 器件主要由两个基本部分组成,即探测器阵列和读出电路,两者之间通过一定的工艺键合,如图 5-38 所示。探测器阵列由若干雪崩光电二极管构成,阵列规模一般为 $M \times N$,探测器阵列的规格决定了像素的规模,即决定了整体读出电路的分辨率的大小。读出电路与探测器阵列配合工作,主要完成系统控制、时钟产生、电流脉冲检

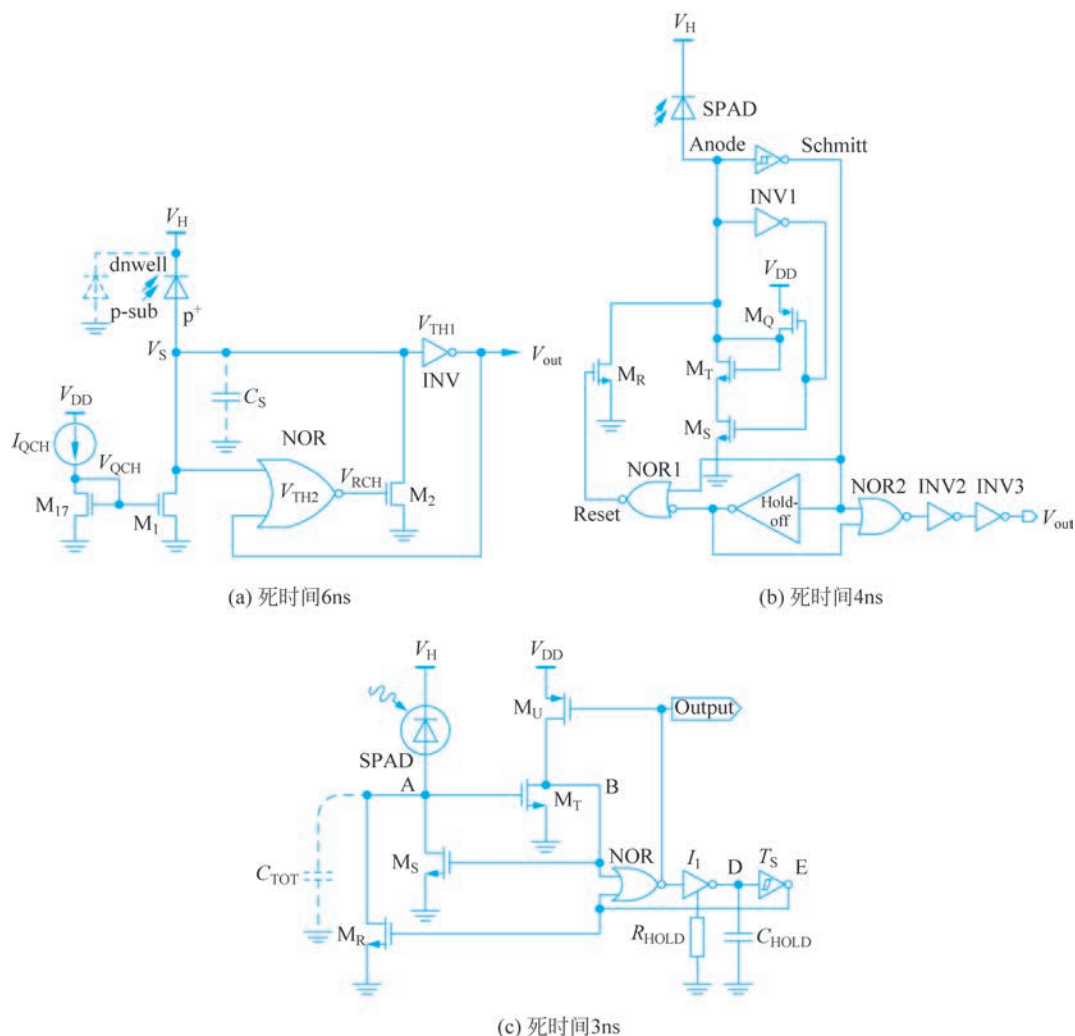


图 5-37 快速响应的混合淬灭电路

测、信号放大整形、时间数字转换器(TDC)计数与停止、数据存储与传输、信号同步等绝大部分动作。

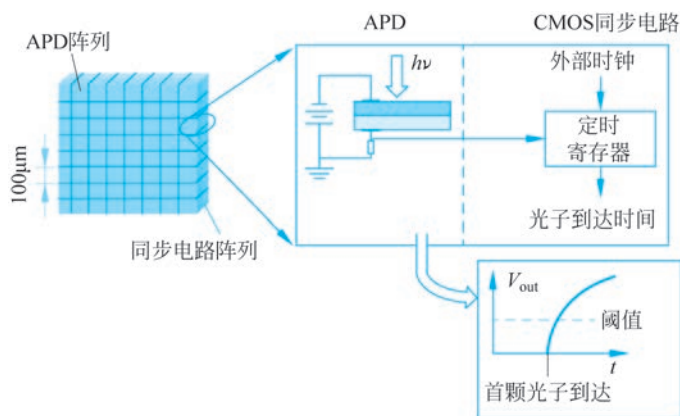


图 5-38 阵列型 APD 器件结构示意图

探测器阵列的每一个单元(像素)的工作状态应是同步的,比如同时处于准备状态,同时感知光子的到达。就工作模式而言,绝大部分阵列型 APD 器件的探测器工作在盖革模式,它不具有对光子计数成正比的电荷输出能力,主要是对光子到达的事件做出响应。它充分利用了 Gm-APD 的反应速度和时间不确定性较小的优点,对光子的到达时刻做出响应。

读出电路一方面对探测器阵列做驱动控制,另一方面处理探测器阵列输出的信号,其功能电路包括控制电路、放大器、信号整形、信号处理、输出转换、数据存储、电源电路等。例如,控制电路对探测器阵列做淬灭、复位控制,它是读出电路单元的前端电路,直接与探测器的输出端相接;信号处理电路对光子响应的时间做精确计数(TDC 电路),时间数字转换电路是读出电路的核心模块之一,它直接决定着系统的时间测量精度。

盖革模式下的探测器阵列与读出电路的 TDC 电路相互配合,可以完成对光子的大时间的精准测量,其最常见的应用是激光雷达,可以同时实现 $M \times N$ 规模的激光回波信号的探测。

2. 像素结构

像素结构有多种方案,图 5-39 是一种最基本的电路。每个像素都有一个独立的单光子雪崩光电二极管,由行、列选通开关连接。该方案中与光电二极管相配合的还包括熄灭电路、脉冲整形电路以及列读取电路(图中没有绘出),不包含脉冲响应控制模块。当然,每一个像素也可以配置独立的脉冲响应控制模块,如图 5-40 所示,为时钟计数电路提供驱动信号。

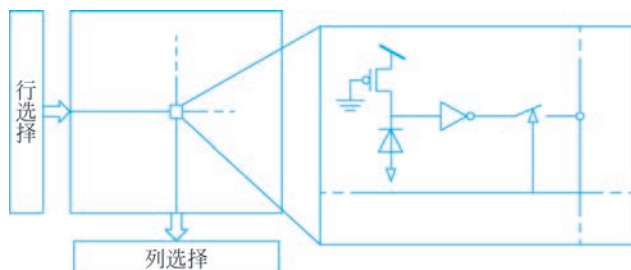


图 5-39 阵列型 APD 器件一种像素结构

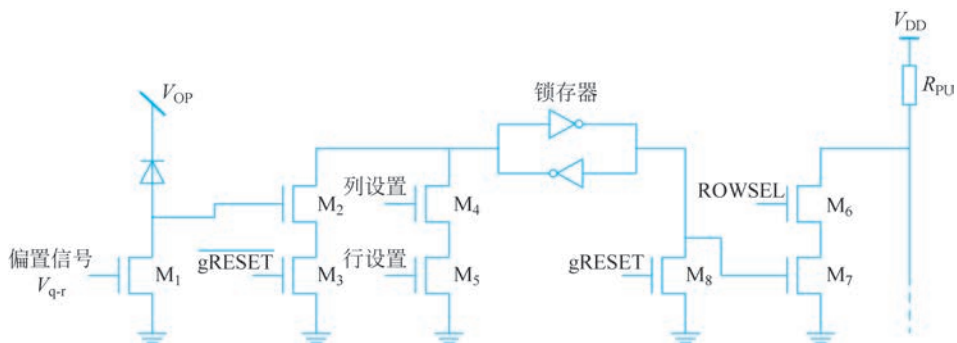


图 5-40 内置计数器的像素结构

图 5-40 中,雪崩光电二极管的淬灭和充电由晶体管 M_1 完成,控制信号 V_{qr} 驱动晶体管 M_1 ,以便选择合适的工作状态。若晶体管 M_2 感应到雪崩信号电压,则将锁存器设置为高电平,同时接通列选择开关 M_7 。如果行选通“ROWSEL”也将开关 M_6 导通,则该像素通过电阻 R_{PU} 将列线保持在高电平状态。为便于测试,无论雪崩光电二极管的状态如何,在列线(“列设置”)和行线(“行设置”)的分别控制下,晶体管 M_4 和 M_5 都将某特定像素的静态存储器的逻辑电平设为“1”。 M_8 的作用是通过“gRESET”信号控制全局或行的复位,而 M_3 的作用是消除在复位期间雪崩光电二极管触发信号时产生的存储器冲突现象。

3. TDC 电路

在脉冲激光雷达的应用中,需要通过对激光脉冲的飞行时间(TOF)进行测定,实现对物点距离的测量。其主要方法是采用 TDC, TDC 实际上是一种计数电路,由开启(start)信号启动计数,由停止(stop)信号结束计数,输出计数值 N 。实际上, TDC 是对精密时间单位 Δt_0 的计数,实际效果上是给出了从开启到结束的时间间隔 $N\Delta t_0$,从而完成 TOF 的测量。

根据 TDC 电路在器件中的配置不同,有 TDC 全外置型、TDC 全内置型和 TDC 局部共享型三种系统结构。

图 5-41 所示的全外置型结构中, TDC 电路置于像素阵列外部,作为整个系统的 TOF 技术模块,供全局像素共享。各像素单元放大后的脉冲信号传输到外部 TDC 模块中,由外部的 TDC 实现 TOF 时间计量。这种结构功耗较低,但数据一致性、像素面积、时间分辨率等关键指标较差。并且,这种结构的像素阵列扩展性较弱,不适合大规模像素的 TOF 测量。而探测器阵列器件的像素规模越来越大,全外置型结构无法满足这一发展需求。

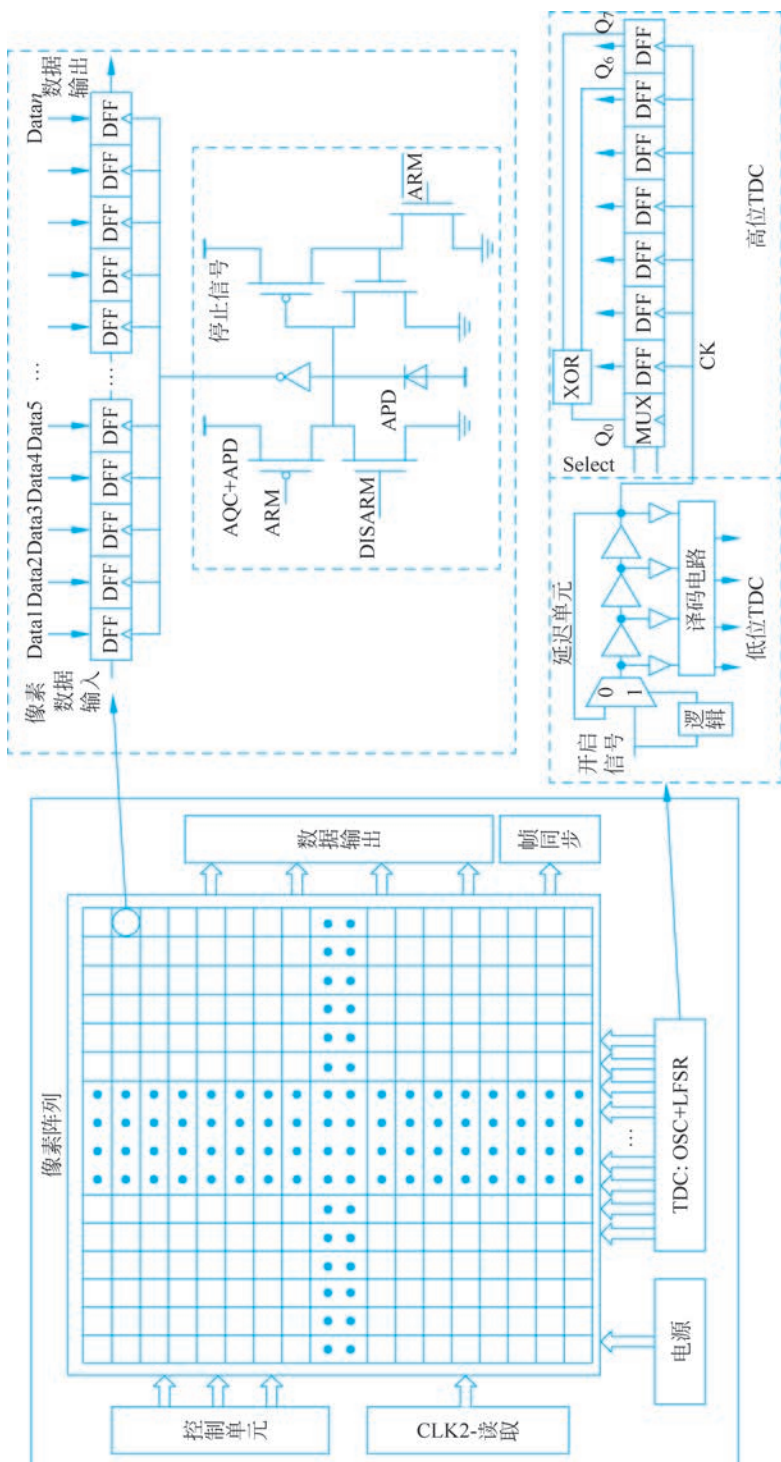
图 5-42 的全外置型结构中,为各像素内部集成一个独立的 TDC 计时电路和主动淬灭电路(AQC)接口电路。像素内部主要由 AQC 电路、TDC 计时电路、3 级反相器延迟链、3 位相位数据存储器 DFF、线性反馈移位寄存器(LFSR)等组成。TDC 全内置型系统结构保证了像素计数的独立性,可实现较高的时间分辨率;但通过高时钟频率换取高时间分辨率,较高的时钟频率将会导致系统检测周期内瞬态功耗较高、芯片发热等问题,甚至可能导致像素阵列一致性失效。

图 5-43 的局部共享型结构中, TDC 被设计成高端和低端分开布局的结构。低段 TDC 的压控环振产生高频时钟,高段 TDC 采用 LFSR 伪随机计数器,对低段 TDC 的高频时钟计数。高段 TDC 和低段 TDC 分开布置,分别置于像素外部和内部。置像素外部的是共享 TDC,至于高段或低段哪一个作为共享 TDC,根据具体的应用需求而定。

5.4.5 性能指标

1. 雪崩倍增因子

碰撞电离效应产生新的电子-空穴对的数量是随机的,因此,只能用平均效应即平均增益描述 APD 的倍增性能,也就是倍增后的光电流与首次光电流之比,称为雪崩平均增益。半导体内部粒子碰撞电离与加在其两端的电压有密切关系:



(a) TDC全外置型系统结构

(b) TDC全外置型系统像素及TDC原理

图 5-41 TDC 全外置型结构

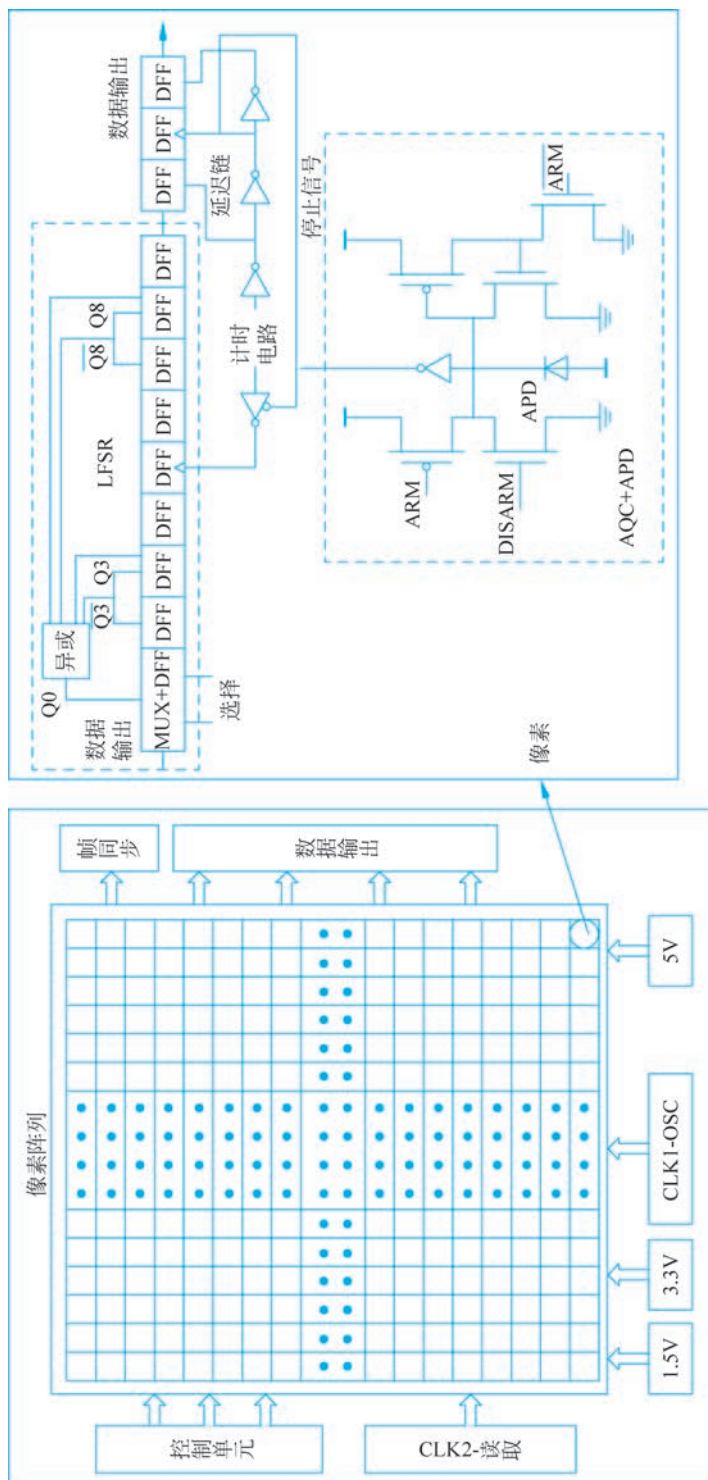
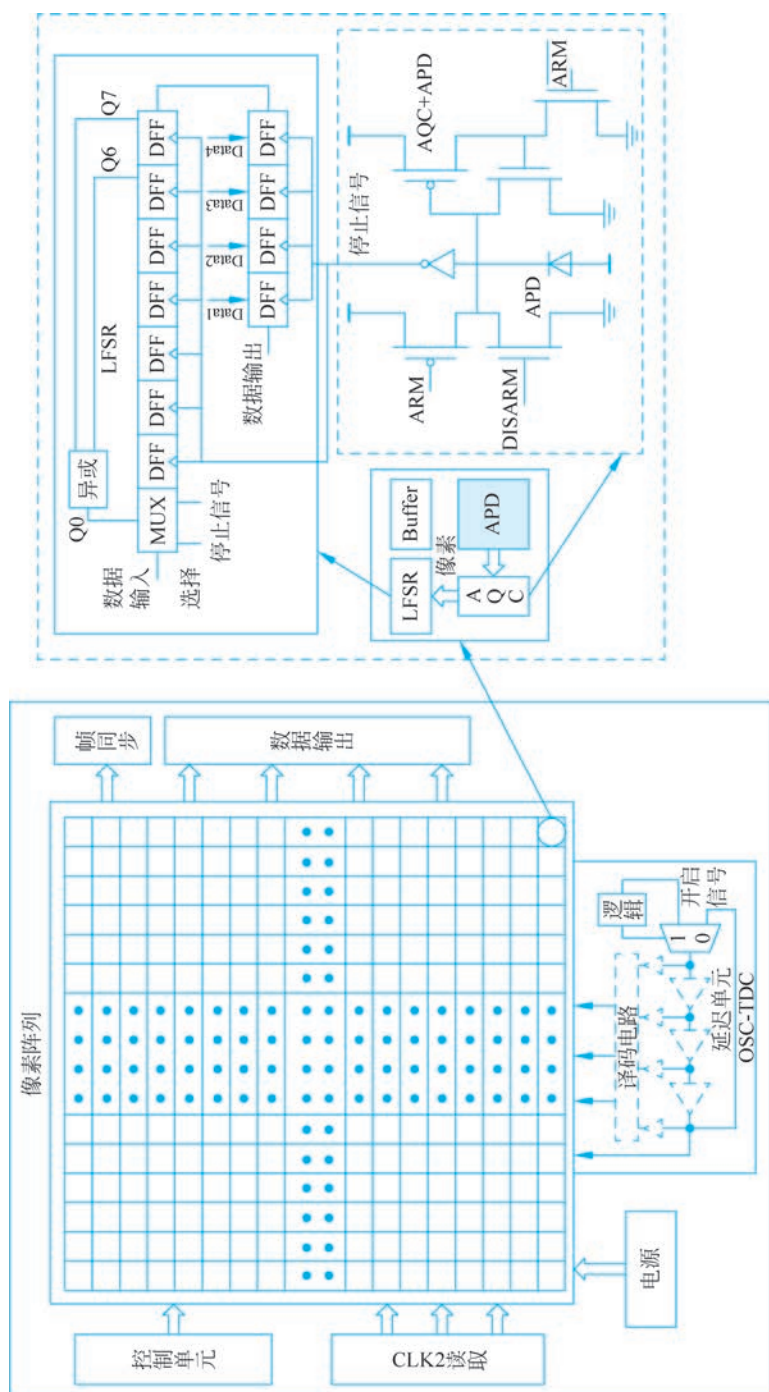


图 5-42 TDC 全内置型结构



(b) 低段TDC共享型系统像素原理

(a) 低段TDC共享型系统结构

图 5-43 TDC 局部共享型结构

$$M = \frac{1}{1 - (V_b - V_{bd})^n} \quad (5-69)$$

式中: V_{bd} 为击穿电压; V_b 为偏置电压; n 为与温度和 APD 结构和制造工艺有关的特性指数。

2. 量子效率与响应度

量子效率和响应度是描述 APD 光电转换能力的物理量。

注入半导体内的光子吸收并产生一个电子-空穴对的比例,也就是入射光子触发自持雪崩效应的概率,由入射光与 APD 的耦合效率、光子在 APD 内部被吸收并产生的光生载流子的概率、光生载流子触发雪崩效应的概率三方面有关。量子效率定义为

$$\eta = \frac{\text{产生的光生载流子}}{\text{入射的光子}} = \frac{\frac{I_P}{q}}{\frac{P_0}{h\nu}} = \frac{I_P h\nu}{qP_0} \quad (5-70)$$

式中: I_P 为光生电流; P_0 为入射半导体内的光功率; $h\nu$ 为入射光子的能量。

若一个光子照射产生一个电子-空穴对,则量子效率为 1。

考虑到材料的反射、吸收等复杂因素,实际应用中常用响应度来描述入射光功率所产生的光电流概率,即入射光所产生的光电流与入射光的光功率的比值:

$$R_0 = \frac{I_P}{P_0} = \frac{q\eta}{h\nu} = \frac{q\eta\lambda}{hc} = \frac{\eta\lambda}{1.24} \quad (5-71)$$

对于雪崩光电二极管,因为雪崩效应倍增的作用,获得了 M 倍的放大,因此 APD 的响应度为

$$R_{APD} = MR_0 \quad (5-72)$$

3. 暗电流与暗计数

在理想条件下,没有光入射时,APD 不会有光电流输出。实际上,由于热激发、放射物质以及宇宙射线等的激发,APD 在无光照情况下仍然会有电流输出,这种输出电流称为暗电流。对于单光子探测器件,无光照情况下引起的计数称为暗计数。

暗电流和暗计数主要是热噪声所产生的随机热噪声电流、隧道效应产生的隧穿电流、材料缺陷中心俘获载流子之后再释放所产生的后脉冲效应引起。

硅基 APD 的主要探测区域是 PN 结耗尽区域,在未耗尽区域热激发产生的少数载流子可以扩散到耗尽区触发雪崩,而耗尽区域中陷阱辅助热激发、缺陷辅助隧穿以及带间热激发产生的非平衡载流子也会触发雪崩击穿,强电场条件下带间隧穿产生的非平衡载流子也会触发雪崩。同时,由于中性区域载流子复合率高,其对于暗计数的影响可以忽略,因此常见硅基 SPAD 暗计数影响机制如图 5-44 所示,主要由热激发、带间隧穿和缺陷辅助隧穿产生的非平衡载流子决定。减小暗计数的方法主要是提高工艺水平和材料质量,器件结构的优化也是减小暗计数的可行手段之一。

InGaAs/InGaAsP/InP 结构的 APD,其暗电流由表面漏电流 I_s 、扩散电流 I_f 、复合电流 I_g 和隧道电流 I_t 四部分组成。它们的总和就是器件的暗电流,即

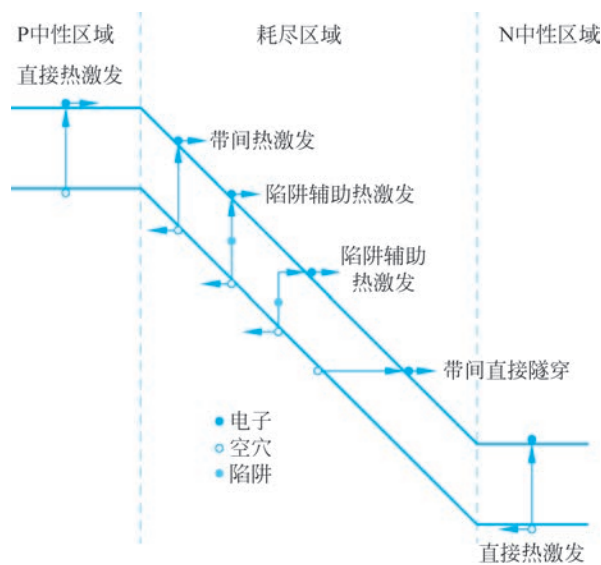


图 5-44 TDC 局部共享型结构

$$I_f = A_i \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left(e^{\frac{-qV}{kT}} - 1 \right) \approx -A_i \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right)$$

$$I_g = qA_j X_m n_i / 2\tau$$

$$I_s = A_j S_0 n_i / 2$$

$$I_d = I_s + I_f + I_g + I_t \quad (5-73)$$

$$I_t = A_f \frac{q^3 E V \sqrt{2m^*}}{h^2 \sqrt{E_g}} \exp\left(-\frac{8\pi E_g^{3/2} \sqrt{2m^*}}{3qhE} \right)$$

式中： A_i 为光敏面积； D_n 和 D_p 为电子和空穴的扩散系数； q 为电子电荷； V 为外加偏压； T 为热力学温度； X_m 为耗尽层宽度； L_n 和 L_p 分别为电子和空穴的扩散长度； n_i 为 InP 材料的本征浓度； τ 为少子寿命； S_0 为表面复合速度； h 为普朗克常量； m^* 为电子有效质量； n_{p0} 、 p_{n0} 分别为 InP 层中 P^+ 区及 N 区的少子浓度； E_g 为 InP 材料的禁带宽度。

I_f 和 I_s 与材料即器件结构参数有关，与外加偏置电压无关； I_g 和 I_t 与外加偏置电压有关，且随偏压呈线性关系。当 APD 两端的偏置电压逐渐增大并接近击穿电压时，隧道效应明显，粒子数呈指数增长，隧道电流比较大，远远超过其他三种暗电流之和。

减少暗计数的最简单方法是冷却探测器，以此减少热激发载流子的产生。通过门控的方式，也能相对地降低暗计数的概率。

4. 后脉冲概率

当 APD 单光子探测器发生雪崩时，有一部分载流子会滞留在倍增层中，这些滞留的载流子随后释放时也会触发雪崩，产生非光子探测脉冲，这样的脉冲称为后脉冲。后脉冲会造成错误计数，是衡量单光子探测器系统噪声性能的因素之一，常用后脉冲概率进

行粗略描述:

$$P_{\text{ap}} \propto (C_d + C_p) \times \int_0^{\delta} V_{\text{ex}}(t) dt \times e^{-\tau_d/\tau} \quad (5-74)$$

式中: C_d 为二极管的结电容; C_p 为整个电路的寄生电容, 包括器件的引脚电容; δ 为雪崩持续时间; τ_d 为探测器的死时间; τ 为被捕获载流子的寿命; V_{ex} 为偏置电压中超过击穿电压的值。

在碰撞电离发生的结中, 高场区内陷阱能级捕获雪崩过程中的载流子, 随后释放而触发后脉冲。触发概率主要取决于倍增层晶体材料的质量, 如果缺陷和杂质浓度较高, 那么后脉冲概率会较大。

对于 InGaAs/InP 材料, 其工艺不像硅工艺那样成熟, 杂质和缺陷浓度较高, 捕获电荷的寿命通常为几微秒, 后脉冲效应很显著。降低材料工作温度会延长捕获电荷的寿命。因此, 必须谨慎选择冷却温度, 以最大程度地降低总暗计数概率(包括后脉冲)。对于 InGaAs/InP 雪崩管, 最佳温度通常约为 220K。此外, 从式(5-74)不难看出, 缩短死时间 τ_d 也是降低后脉冲概率的有效途径, 如果偏置电压低于击穿电压的时间间隔大于陷阱寿命, 后脉冲的触发就会被大大地抑制。

5. 时间分辨率

入射光子和对应的输出信号之间的时间不确定性, 或者说光子到达探测器和产生电脉冲响应的时间间隔不确定, 可以用时间分辨率加以表征, 也称作时间抖动, 它包括单光子雪崩光电二极管本身与雪崩淬灭读出电路的贡献。高偏置电压形成的强电场会大大缩短雪崩建立时间, 从而减小时间不确定性, 提高时间分辨率。如果探测器时间抖动大, 而测量的时间周期比较短, 则有可能最终使得在前一个周期探测到的光子最终被计入后一个周期的计数中, 这样就会造成计数错误。

6. 死时间与最大计数率

死时间与最大计数率是衡量单光子探测器系统动态范围的性能指标。对于门控系统, 死时间为门控间隔时间; 而对于主动淬灭的自由运行系统, 死时间为淬灭信号上升、下降沿时间与延迟时间之和。在高速正弦门控技术中, 提出了逻辑死时间的概念, 在甄别并输出雪崩信号后, 随后的一段时间里, 雪崩信号不会被计数和输出, 这段时间定义为逻辑死时间。最大计数率也称为饱和计数率, 其反映探测器每秒的探测输出能力。减小死时间可以提升最大计数率, 但会带来后脉冲概率的增大。